

SÉRIE A, N° 1954

N° D'ORDRE :

2821

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

OUANG TE-TCHAO

1^{re} THÈSE. — SUR L'ÉLECTRISATION DES PARTICULES EN SUSPENSION DANS LES GAZ AU MOYEN DES IONS PRODUITS PAR LES RAYONS X OU PAR DES CORPS RADIO-ACTIFS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 9 novembre 1940 devant la Commission d'examen.

MM. COTTON..... *Président.*

PAUTHENIER
LABROUSTE.. } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1941

SÉRIE A, N° 1954

N° D'ORDRE :

2821

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

OUANG TE-TCHAO

1^{re} THÈSE. — SUR L'ÉLECTRISATION DES PARTICULES EN SUSPENSION DANS LES GAZ AU MOYEN DES IONS PRODUITS PAR LES RAYONS X OU PAR DES CORPS RADIO-ACTIFS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 9 novembre 1940 devant la Commission d'examen.

MM. COTTON..... *Président.*

PAUTHENIER. }
LABROUSTE.. } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1941

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.

Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

Professeurs honoraires.	H. LEBESGUE.	LESPIEAU.	ABRAHAM.
	Émile PICARD.	MARCHIS.	Ch. FABRY.
	Léon BRILLOUIN.	VESSIOT.	LÉON BERTRAND.
	PÉCHARD.	PORTIER.	WINTREBERT.
	FREUNDLER.	MOLLIARD.	DUBOSQ.
	AUGER.	LAPICQUE.	BOHN.
	DANGEARD.	G. BERTRAND.	RABAUD.

PROFESSEURS

CAULLERY.	T Zoologie (Évolution des êtres organisés).	FOCH.....	T Mécanique expérimentale des fluides.
Émile BOREL.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.).
J. PERRIN	T Chimie physique.	De BROGLIE.....	T Théories physiques.
CARTAN.	T Géométrie supérieure.	CHRÉTIEN.....	Otique appliquée.
A. COTTON.....	T Recherches physiques.	P. JOB.....	Chimie générale.
J. DRACH.....	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
Charles PÉREZ.....	T Zoologie.	PRENANT.....	T Anatomie et Histologie comparées.
M. GUICHARD.....	T Analyse et mesures chimiques.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
Paul MONTEL.....	T Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	COMBER.....	T Physiologie végétale.
L. BLARINGHEM..	T Botanique.	GARNIER.....	T Mathématiques générales.
G. JULIA.....	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	PÉRES.....	Mécan. théor. des fluides
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.	HACKSPILL.....	T Chimie minérale.
A. MICHEL-LÉVY..	T Pétrographie.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
A. DENJOY.....	T Géométrie supérieure.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
Eugène BLOCH...	T Physique.	CHAZY.....	T Mécanique rationnelle.
G. BRUHAT.....	T Physique théorique et physique céleste.	H. GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
E. DARMOIS.....	T Enseignement de Physique.	CROZE.....	Recherches physiques.
A. DEBIERNE.....	T Physique Générale et Radioactivité.	DUPONT.....	T Théories chimiques.
A. DUFOUR.....	T Physique. (P. C. B.).	LANQUINE.....	T Géologie structurale et géologie appliquée.
L. DUNOYER.....	Optique appliquée.	VALIRON.....	Mathématiques générales.
A. GUILLIERMOND.	T Botanique.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
M. JAVILLIER.....	T Chimie biologique.	MILLOT.....	Biologie animale (P.C.B.)
ROBERT-LEVY...	T Physiologie comparée.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.	VAVON.....	Chimie organique.
Ch. JACOB.....	T Géologie.	G. DARMOIS.....	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique
P. PASCAL.....	T Chimie générale.	CHATTON.....	T Biologie maritime.
M. FRÉCHET.....	T Calcul différentiel et Calcul intégral.	AUBEL.....	Chimie biologique.
E. ESCLANGON...	T Astronomie.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et géologie dynamique.
M ^{me} RAMART-LUCAS	T Chimie organique.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Radioactivité.
H. BEGHIN.....	T Mécanique phys. et exp.	PLANTEFOL.....	Biologie végétale (P.C.B.).
		CABANNES.....	Enseignement de Physique.
		GRASSÉ.....	Biologie animale (P. C. B.).
		PRÉVOST.....	Chimie (P. C. B.).
		BOULIGAND.....	Mathématiques.
		CHAUDRON.....	Chimie (P. C. B.).

Secrétaire..... A. PACAUD.

Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.

A MON CHER MAÎTRE

MONSIEUR PAUL LANGEVIN

Membre de l'Institut,
Professeur au Collège de France.



*Humble témoignage
de ma profonde reconnaissance
et de ma respectueuse affection.*

A MES PARENTS ET A MA FEMME



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555823_0007

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	2

CHAPITRE PREMIER

<i>Théorie de l'équilibre entre gros ions et petits ions . . .</i>	6
--	---

CHAPITRE II

<i>Description des appareils</i>	10
1) La production d'une fumée.	10
2) Chambre d'ionisation et condensateur d'arrêt . . .	12
3) Condensateur cylindrique de mesure	13
4) Débitmètre	15
5) Les premiers essais	16

CHAPITRE III

<i>Etude de la formation des gros ions en fonction du nombre des particules</i>	23
1) La numération des particules	23
a) Méthodes de numération	23
b) Nouvelle méthode	25
c) Exemple d'une mesure	29
2) Exécution d'une mesure	34

CHAPITRE IV

<i>Etude de la variation du nombre des gros ions en fonction de l'intensité ionisante</i>	37
1) La concentration des gros ions en fonction de l'intensité ionisante	37
2) Charge en volume	39
3) Charge d'un gros ion	39

CHAPITRE V

<i>Etude expérimentale de la formation des gros ions en fonction de la grosseur des particules en suspension. Le coefficient de formation des gros ions</i>	44
1) Introduction	44
2) Détermination de la grosseur des particules	47
3) Confrontation avec d'autres méthodes	50
4) Détermination de la grosseur moyenne des fumées produites par des échantillons différents.	55
5) La formation des gros ions en fonction de la grosseur des particules	55
6) Calculs des coefficients de formation des gros ions.	56

CHAPITRE VI

<i>Considérations théoriques sur le coefficient de formation.</i>	58
1) Théories sur le coefficient de formation des gros ions	58
2) Calcul de la fonction J	62
3) Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales des coefficients de formation.	66
4) Coefficient de fixation	68

CHAPITRE VII

<i>L'équilibre entre les ions atmosphériques</i>	72
1) Introduction	72
2) Equations d'équilibre entre gros ions et petits ions atmosphériques	73
a) Relations entre les mobilités des petits ions et les coefficients α , α' , β et β'	73
b) Relations entre la concentration des petits ions et leurs mobilités.	79
c) Relations entre α et α'	79
3) Evaluation des coefficients de formation des gros ions atmosphériques	79
a) Calcul de X et Y	80
b) Calcul du rapport f/f'	81
c) Détermination du coefficient de fixation f	81
d) Valeurs numériques des coefficients de formation des gros ions	83
e) Confrontation avec des valeurs des coefficients actuellement connues	85
4) Conclusion.	87

CHAPITRE VIII

<i>Le spectre de mobilité des gros ions</i>	88
1) Le spectre de mobilité des ions	88
2) Méthode utilisée	90
3) Dispositif expérimental	93
4) Résultats expérimentaux	96
5) Répartition de la grosseur des particules	96
6) Remarque	96
RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS	98
BIBLIOGRAPHIE	100

RECHERCHES SUR L'ÉLECTRISATION DES PARTICULES EN SUSPENSION DANS LES GAZ

AU MOYEN DES IONS PRODUITS
PAR LES RAYONS X
OU PAR DES CORPS RADIOACTIFS

Par OUANG TE-TCHAO

SOMMAIRE. — Les expériences antérieures concernant l'équilibre entre gros ions et petits ions donnent des résultats assez divers. De plus, presque toutes ces expériences ont été exécutées en plein air. L'auteur s'est proposé de reprendre ce problème au laboratoire et d'en faire une étude systématique à la fois théorique et expérimentale.

Les gros ions sont créés artificiellement par l'intermédiaire de fumigènes et les petits ions sont produits soit à l'aide du polonium, soit à l'aide des rayons X. Le régime d'équilibre étant établi entre gros ions et petits ions, l'auteur a mesuré :

- 1^o la variation du nombre des gros ions en fonction du nombre des particules ;
- 2^o en fonction de la concentration des petits ions ;
- 3^o en fonction de la grosseur des particules ;
- 4^o les coefficients de formation des gros ions en faisant varier la grosseur des particules ;
- 5^o le spectre des mobilités des gros ions.

Une théorie concernant l'équilibre entre gros ions et petits ions, basée sur l'hypothèse de P. Langevin, est exposée. Ensuite, l'auteur a reproduit une théorie inédite de P. Langevin sur le coefficient de formation des gros ions. Une application de cette théorie aux gros ions atmosphériques permet d'expliquer la diversité des résultats donnés par différents auteurs.

Dans l'ensemble, les expériences sont en accord avec la théorie de P. Langevin sur les gros ions.

Pour évaluer le nombre des particules en suspension, l'auteur a établi une méthode de numération; pour déterminer la grosseur des particules en suspension, l'auteur a pu donner une méthode d'approximation; enfin, pour déterminer la mobilité des gros ions, l'auteur a indiqué une méthode utilisant un champ électrique alternatif.

INTRODUCTION

Les gros ions de l'atmosphère furent découverts au cours d'expériences exécutées à la Tour Eiffel par P. Langevin (34) en 1904. On sait que ces ions jouent un rôle très important dans l'étude de l'électricité atmosphérique et dans les phénomènes météorologiques. Leur formation est liée à l'existence de particules en suspension, ou de résidus d'évaporation de gouttes d'eau. Ces particules, comme il a déjà été démontré par Coulier (12), Aitken (2) et Barus (5), peuvent servir de noyaux de condensation pour des vapeurs sursaturantes. En général, l'air contient à la fois des ions ordinaires et des particules en suspension, qui s'attirent mutuellement, ainsi que l'a montré P. Langevin, par influence électrostatique. Les ions ordinaires, sous cette action, diffusent vers ces particules, se fixent sur celles-ci formant ainsi des gros ions. La mobilité de ces gros ions est voisine, dans la plupart des cas, de un trois centième de millimètre par seconde dans un champ d'un volt par centimètre. Elle est donc du même ordre que celles observées par E. Bloch (7) dans les fumées qui résultent de l'oxydation du phosphore blanc au contact de l'air. Le nombre des gros ions ainsi formés ne peut pas augmenter indéfiniment, puisque ceux d'un certain signe attirent les ions ordinaires du signe opposé et se recombinent avec eux pour constituer des particules neutres. La recombinaison entre gros ions de signes opposés est négligeable en raison de leur très faible mobilité. Si le rayonnement générateur d'ions ordinaires agit de manière

constante, la formation et la recombinaison des ions conduisent à un état d'équilibre. Une théorie de cet équilibre basée sur l'hypothèse de P. Langevin sera proposée dans le chapitre suivant.

De nombreux travaux ont été exécutés par différents auteurs, soit sur les mobilités, soit sur la nature et l'origine des gros ions ⁽¹⁾. Citons : Mac Clelland et Kennedy (37), J. A. Pollock (60), M. de Broglie (13), Chauveau (10), J. J. Nolan (42), Boutaric (8), C. R. Wait (74), Blackwood (6), G. Nadjakoff (41) et autres. Ils ont confirmé généralement le point de vue de Langevin. Quant à la concentration des gros ions, des mesures systématiques ont été exécutées dans différents endroits du monde, depuis que Langevin a signalé que, dans la basse couche de l'atmosphère, le nombre des gros ions est très supérieur au nombre des petits ions. Citons : Ch. Maurain (40, 39, 70) et ses collaborateurs en France ; Mac Clelland (38) et ses collaborateurs à Dublin ; Hogg (24) en Australie ; Hess (22) à Heligoland ; Israël (25, 26) à Frankfort, Innsbruck ; C. R. Wait et Torreson (72) à Washington, Leckie (36) à Java, etc.

Bien que le rapport du nombre des gros ions à celui des petits ions soit différent d'un endroit à l'autre, le résultat obtenu par Langevin depuis plus de trente ans, que le nombre des gros ions est toujours supérieur au nombre des petits ions a toujours été confirmé.

En ce qui concerne l'équilibre entre les gros ions atmosphériques et les petits ions, problème très important et très intéressant pour l'électricité atmosphérique, il semble que l'étude expérimentale n'en soit pas encore très avancée.

Des tentatives ont été faites par Mac Clelland et Kennedy (38), Schweidler (67), J. J. Nolan, Boylan et de

⁽¹⁾ Les auteurs étrangers désignent les « gros ions » souvent par « Langevin's ions » au lieu de « Large ions ».

Sachy (43), Hogg (23) et autres. Malheureusement leurs résultats sont très divers. Les causes de cette diversité sont nombreuses, la principale étant que les conditions expérimentales ont varié d'un endroit à l'autre. Le nombre des gros ions, par exemple, peut atteindre 200 fois (Mac Laughlin) celui des petits ions à Paris, tandis qu'au Mont Stromolo en Australie, il n'est que 3 fois (Hogg) plus grand. Pour le coefficient de formation des gros ions, Scrase (68) l'a trouvé égal à $5,8 \times 10^{-7}$, tandis que Nolan et de Sachy (44) l'ont déduit égal à $6,8 \times 10^{-6}$; parce que l'échantillon d'air qu'ils ont utilisé est différent.

Pour cette raison, nous croyons que des mesures faites en plein air, dans des endroits particuliers, dans des conditions facilement perturbées, ne suffisent pas à élucider le problème de l'équilibre. Il faut donc reprendre ce problème au laboratoire à l'aide de particules artificiellement mises en suspension, de petits ions produits par des méthodes de laboratoire contrôlées aussi rigoureusement que possible. C'est sur cette idée que nous nous proposons de faire porter le présent travail.

Nous allons tout d'abord exposer une théorie de l'équilibre. Nous donnerons ensuite les faits expérimentaux. Les gros ions sont produits par l'intermédiaire des particules artificiellement créées afin de pouvoir contrôler leur grosseur et leur nombre. Les petits ions sont produits soit à l'aide du polonium, soit à l'aide des rayons X, pour que l'intensité d'ionisation puisse être variée à volonté. Ainsi, il est possible d'examiner la production des gros ions en fonction du nombre des particules, de leur grosseur et de la concentration des petits ions.

Une théorie nouvelle de P. Langevin, complètement inédite, sera exposée afin de rendre compte du coefficient de formation des gros ions. Enfin, le dernier chapitre sera

consacré à une analyse sur la répartition des mobilités entre les gros ions.

Ce travail a été effectué à l'Ecole de Physique et de Chimie de la ville de Paris dans le laboratoire de M. le Professeur P. Langevin.

C'est sur ses conseils et sous sa direction que les recherches ont été entreprises et poursuivies, et tout au long de leur exécution, il n'a cessé de me prodiguer, avec son inlassable bienveillance, ses précieuses suggestions et ses encouragements. Aussi suis-je très heureux de pouvoir lui exprimer ici ma très sincère et profonde reconnaissance et l'assurer de mes sentiments de respectueuse affection.

Jé remercie bien vivement M. P. Biquard, chef de travaux à l'Ecole, dont les conseils m'ont été si souvent précieux. J'adresse mes sincères remerciements à MM. R. Lucas et A. Langevin pour les suggestions qu'ils m'ont données au cours de mon travail. La méthode utilisée pour la détermination de la mobilité des gros ions a été imaginée en commun avec M. H. Le Boiteux; qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude. J'adresse également mes remerciements à tous mes camarades du laboratoire ainsi qu'aux membres du personnel qui, par leur bon accueil et leur obligeance, ont rendu mon séjour à l'Ecole si agréable.

Jé tiens à remercier M. F. Joliot, Professeur au Collège de France, qui a bien voulu me prêter les sources radioactives.

Que mon cher camarade M. Tchang Te-Lou me permette de le remercier cordialement pour son débitmètre construit spécialement pour mon travail.

Mes remerciements les plus sincères vont aussi à M. le Professeur Cotton, qui a bien voulu accepter la présidence de ma thèse et à MM. Pauthenier et Labrouste qui ont bien

voulu s'intéresser à mon travail et accepter d'être membres de mon jury.

C'est grâce à la Caisse Nationale de la Recherche Scientifique, qui m'avait accordé une bourse de recherches, que ce travail a pu être réalisé, je lui adresse ici toute ma gratitude.

CHAPITRE PREMIER

Théorie de l'équilibre entre gros ions et petits ions (52).

Les expériences décrites dans ce travail concernent toujours le cas d'un gaz où se trouvent à la fois des particules en suspension et des petits ions.

Soit M , le nombre de particules de grosseurs semblables contenues dans l'unité de volume d'un gaz. Ce gaz a été soumis à l'action d'un rayonnement (rayons X, par exemple) qui a produit p petits ions positifs et n petits ions négatifs par unité de volume. D'après l'hypothèse de P. Langevin, ces ions diffusent vers les particules neutres, se fixent sur celles-ci, les transformant en gros ions.

Soit P , le nombre de gros ions positifs formés présents par unité de volume, et N celui des gros ions négatifs. $\frac{dP}{dt}$ (ou $\frac{dN}{dt}$) est évidemment proportionnel au nombre des petits ions p (ou n) et au nombre des particules neutres $[M - (P + N)]$.

On a donc, pour l'augmentation de P , la relation :

$$\frac{dP}{dt} = \alpha [M - (P + N)]p,$$

où α est un coefficient de proportionnalité.

Le nombre des gros ions positifs ne peut croître indéfini-

ment puisqu'ils peuvent rencontrer soit des petits ions négatifs, soit des gros ions négatifs et reconstituer des particules neutres.

La diminution de P par unité de temps sera donnée par :

$$-\frac{dP}{dt} = \beta Pn + \gamma PN$$

où β désigne le coefficient de recombinaison entre les gros ions positifs et les petits ions négatifs, et γ celui entre les gros ions positifs et négatifs.

A partir d'un certain moment, le nombre des gros ions formés sera égal à celui de ceux qui disparaissent; un régime d'équilibre est alors atteint. L'équation suivante caractérise cet état d'équilibre :

$$\alpha[M - (P + N)]p = \beta Pn + \gamma PN.$$

En raison de la faible mobilité des gros ions, le terme γPN est négligeable devant βPn , tant que n n'est pas trop petit, c'est-à-dire tant que le rayonnement est assez intense.

Négligeons donc γPN et faisons $p = n$, ce qui est légitime si l'intensité d'ionisation est suffisamment grande, c'est-à-dire si la concentration en particules neutres est faible par rapport au nombre des petits ions; on aura, à l'équilibre, les relations :

$$(1) \quad P = \frac{\alpha}{\beta} [M - (P + N)] \quad \text{pour les gros ions positifs et}$$

$$(2) \quad N = \frac{\beta'}{\alpha} [M - (P + N)] \quad \text{pour les gros ions négatifs.}$$

Essayons d'interpréter les conséquences de ces deux équations : A partir du moment où l'équilibre est atteint, on voit que :

1° une proportion déterminée des particules en suspension reste à l'état neutre, c'est-à-dire que P/M et N/M reste-

ront constants et indépendants de l'intensité du rayonnement ionisant.

En effet, nous avons d'après (1) et (2) :

$$\frac{N}{P} = \frac{\alpha'\beta}{\alpha\beta'}$$

et

$$\frac{M - (P + N)}{P} = \frac{\beta}{\alpha}.$$

Or,

$$M = P + N + [M - (P + N)]$$

ou bien,

$$\begin{aligned} \frac{M}{P} &= 1 + \frac{N}{P} + \frac{M - (P + N)}{P} \\ &= 1 + \frac{\alpha'\beta}{\alpha\beta'} + \frac{\beta}{\alpha}. \end{aligned}$$

Pour des grosseurs déterminées des particules, α , α' , β et β' sont constants ; par conséquent :

$$\frac{M}{P} = \text{constant et } > 1.$$

De même façon :

$$\frac{M}{N} = \text{constant et } > 1 ;$$

2° il résulte de 1° que *la proportion des gros ions soit indépendante de la présence dans le gaz de particules antérieurement chargés* ; si le nombre des gros ions existant antérieurement dans le gaz était supérieur à la valeur d'équilibre, il sera réduit ; s'il était inférieur, il devra augmenter ;

3° *la proportion des gros ions est indépendante de l'intensité ionisante*, quand cette dernière devient suffisante, puisque les équations (1) et (2) ne contiennent plus p et n ;

4° *il y aura un excès de gros ions négatifs*.

En effet, d'après (1) et (2), on a :

$$(3) \quad \frac{P}{N} = \frac{\alpha\beta'}{\alpha'\beta}.$$

P. Langevin (30) a démontré que lorsque toutes les collisions sont suivies de recombinaison, le coefficient de recombinaison est proportionnel à la somme des mobilités des ions qui se recombinent. Nous admettrons au moins provisoirement, que cette relation est applicable ici.

L'équation (3) peut donc se remplacer par :

$$(4) \quad \frac{P}{N} = \frac{\alpha (k_1 + K)}{\alpha' (k_2 + K)},$$

où k_1 et k_2 désignant les mobilités des petits ions positifs et négatifs, et K la mobilité des gros ions.

D'autre part, en supposant que chaque rencontre entre une particule et un petit ion entraîne la formation d'un gros ion, P. Langevin a pu démontrer que α est proportionnel au coefficient de diffusion D (voir Chapitre VI).

L'équation (4) devient alors :

$$(5) \quad \frac{P}{N} = \frac{D_1 (k_1 + K)}{D_2 (k_2 + K)}.$$

Les coefficients de diffusion sont également proportionnels aux mobilités correspondantes, donc :

$$(6) \quad \frac{P}{N} = \frac{k_1 (k_1 + K)}{k_2 (k_2 + K)}.$$

K étant négligeable devant k_1 et k_2 , il vient finalement :

$$(7) \quad \frac{P}{N} = \left(\frac{k_1}{k_2} \right)^2.$$

Les expériences antérieures ayant montré que

$$k_2 > k_1,$$

on aura par conséquent :

$$N > P.$$

Il faut noter que ce résultat n'est plus vrai si $p \neq n$, c'est-à-dire si la concentration des petits ions est faible par

rapport au nombre des particules neutres, comme dans le cas des ions atmosphériques ⁽¹⁾ ;

5° la valeur de la proportion des gros ions ne dépend que de la grosseur des particules en suspension.

⁽¹⁾ Dans le cas des ions atmosphériques, nous pouvons démontrer (p. 81) que :

$$\frac{P}{N} = \left(\frac{k_1}{k_2} \right)^2 \left(\frac{p}{n} \right)^2.$$

Dans la plupart des mesures, on trouve $\frac{p}{n} \sim \frac{k_2}{k_1}$, ce qui conduit à $P = N$ sensiblement.

CHAPITRE II

Description des appareils.

Nous nous proposons de faire des expériences non seulement qualitatives, mais aussi quantitatives en vue de soumettre à un contrôle expérimental les relations indiquées au chapitre précédent. Pour nous rapprocher des hypothèses admises dans la théorie mathématique, il nous a été nécessaire de créer des particules artificielles en suspension aussi homogènes que possible. Ces particules, dont le nombre et la grosseur peuvent être variés à volonté, sont entraînées par un courant d'air dans une chambre d'ionisation contenant des petits ions en permanence, et y séjournent assez longtemps pour que l'équilibre puisse s'établir. Ensuite, elles passent dans un petit condensateur d'arrêt pour filtrer tous les petits ions et finalement entrent dans un grand condensateur cylindrique de mesure. Ainsi, les montages comprennent trois groupes d'appareils :

- 1^o les appareils pour la production d'une fumée homogène ;
- 2^o les appareils de mesures ;
- 3^o les appareils pour contrôler le nombre et la grosseur des particules et le débit du courant d'air. Nous allons décrire en détail les montages utilisés.

1. La production d'une fumée. — Deux flacons Wulfs A et B de 6 litres de capacité chacun sont mis en communication comme le montre la figure 1.

Le flacon A est employé comme chambre de combustion tandis que B est employé simplement comme chambre de mélange, dans laquelle tourne un agitateur composé de huit palettes. Cet agitateur est entraîné par un petit moteur synchrone.

L'air comprimé, après passage dans des flacons desséchants (ponce sulfurique, chlorure de calcium) et dans une colonne de coton de 1 m. de long destinée à le débarrasser de ses poussières, entre dans un tube en forme de Y, dont

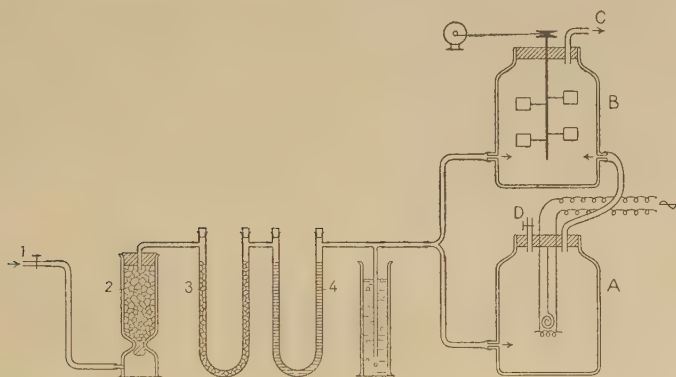


Fig. 1.

1. — Air comprimé.
2. — Ponce sulfurique.
3. Chlorure de calcium.
4. Coton hydrophile.

les extrémités sont connectées avec A et B respectivement. Entre la couche de coton et le tube en Y on a intercalé une tubulure plongeant dans une colonne de liquide (glycérine). Son but est de régler et de maintenir constante la pression de l'air admis dans les flacons A et B.

Le combustible est suspendu au centre du flacon A et peut être allumé à l'aide d'un fil de platine chauffé électriquement, au rouge. Dès que la combustion commence, on coupe le courant électrique. Des fumées se produisent alors dans A.

Sous l'action du courant d'air, elles entrent aussitôt dans B et s'y mélangent avec de l'air sec dans une proportion déterminée. Ce mélange est entraîné ensuite hors du flacon B par la voie *c* et conduit vers l'utilisation. En cas de besoin, on peut chasser toutes les fumées hors du flacon A en ouvrant le tube D.

On dispose de deux moyens pour modifier la concentration en fumée dans le flacon B ; d'une part, on peut faire varier le débit du courant d'air dans le flacon A, ce qui modifie la vitesse de combustion, et par suite la densité de fumée ; d'autre part, on peut maintenir le débit constant et faire varier le nombre de foyers de combustion dans A.

Pour modifier la grosseur des particules de fumée, il faut choisir plusieurs sortes de combustibles et évaluer par une mesure séparée la grosseur prédominante des particules produites pour chacun d'entre eux.

2. **Chambre d'ionisation et condensateur d'arrêt.** — Un tube de verre de 3 cm. de diamètre et 25 cm. de long est utilisé comme chambre d'ionisation. Il présente une fenêtre obtenue en provoquant sur ses parois une ouverture circulaire de 1 cm. de diamètre et en obturant cette ouverture à l'aide d'un disque d'aluminium de 1/100 de millimètre d'épaisseur. Cette fenêtre peut être exposée au rayonnement X ou à celui d'une source polonium. Un petit condensateur cylindrique placé immédiatement après la chambre d'ionisation a pour but d'arrêter tous les petits ions. M. Langevin (31) a démontré que tous les petits ions sont arrêtés si on a la relation :

$$\frac{cV}{U} > 0,053$$

en désignant par *c*, la capacité du condensateur, *V*, la différence de potentiel entre les deux armatures et *U*, le débit du courant d'air en centimètres cubes par seconde. Pour arrêter

les gros ions dont les mobilités sont de l'ordre de $1/3\ 000$, il faudrait que :

$$\frac{eV}{U} > 240.$$

Nous avons utilisé un cylindre de 40 cm. de long et 2 cm. 7 de diamètre. Une tige concentrique de 0 cm. 6 est employée comme armature intérieure. Les deux armatures sont isolées par des pièces d'ambre. Deux tubulures soudées aux deux extrémités permettent de faire circuler les gaz. Avec ces dimensions et sous un débit gazeux de 40 cm^3 par seconde, l'arrêt de tous les ions dont la mobilité est supérieure à 0,25 est obtenue avec une différence de potentiel entre les armatures de 1 volt seulement.

3. Condensateur cylindrique de mesure. — La figure 2 représente le condensateur cylindrique que nous avons cons-

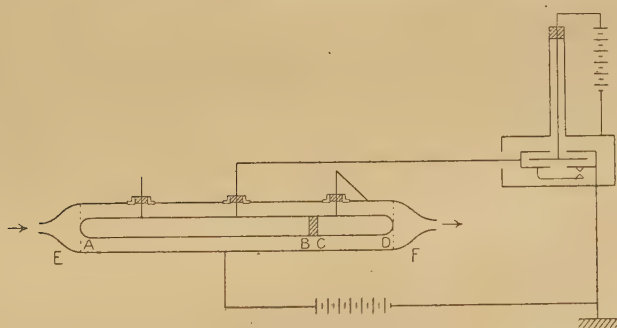


Fig. 2.

tamment employé. Pour éviter les tourbillons de gaz, les deux extrémités ont une forme aérodynamique. Une mince couche de mélasse est introduite sur les surfaces des deux armatures. Elle a pour but de retenir les particules qui seraient susceptibles d'effectuer des trajets compliqués d'une armature à l'autre sous l'influence des champs élevés.

Un tube de laiton sert d'armature intérieure; il a 3 cm. 5 de diamètre et 145 cm. de long et est coupé en deux parties : AB (124 cm.) et CD (20 cm.), BC est un anneau d'ébonite de 1 cm. de long et de même diamètre que le tube métallique.

L'armature extérieure est composée de trois pièces de laiton : EF est un tube de même longueur que AD, et de 4 cm. 7 de diamètre. F et E sont deux couvercles de forme aérodynamique. La dimension est choisie de telle façon que tous les gros ions peuvent être absorbés avec un champ électrique de valeur raisonnable. Par exemple, avec 500 volts et un débit de $31 \text{ cm}^3/4$ par seconde, tous les ions dont la mobilité est supérieure à 2×10^{-5} doivent être absorbés.

Il est nécessaire d'assurer le passage à travers l'armature externe des conducteurs d'alimentation de l'armature interne sans qu'aucune fuite diélectrique ne se produise.

La figure 3 montre la disposition adoptée dans ce but.

La tige conductrice passe à travers un corps isolant en ambre tandis que l'ouverture pratiquée dans l'armature externe possède un anneau en ébonite.

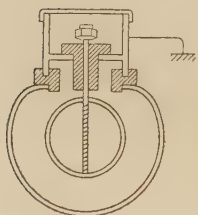


Fig. 3.

Le centrage de l'ambre dans l'ébonite est assuré par une pièce conductrice, en laiton par exemple, qui est reliée à la terre.

Enfin l'ensemble est fermé par un couvercle métallique.

Un orifice latéral pratiqué dans la cage ainsi réalisée permet de conduire à l'électromètre un conducteur relié à la tige centrale.

L'électromètre dont nous avons constamment employé est un électromètre à quadrant du type Curie (fig. 2). L'aiguille était chargée à un potentiel de 80 volts. Une paire de quadrants est reliée d'une façon permanente à la cage (Sol), l'autre paire de quadrants communique avec tige e ; elle est

reliée primitivement à la cage et peut être isolée au moment de mesure par commande à distance grâce à un électro-aimant. Sur l'échelle placée à 1 m. on avait une déviation de 850 mm. quand on portait l'une des paires de quadrants à 1 volt, l'autre étant reliée à la cage. Cette sensibilité s'est révélée suffisante dans les expériences qui vont suivre.

L'ensemble des flacons AB. (fig. 1) et des organes de dessiccation est relié à la source d'air comprimé.

4. Débitmètre. — Pour avoir une vitesse constante de l'air, il est nécessaire de contrôler le débit. Dans ce but, nous avons utilisé un débitmètre à aiguille du type Tchang Te-Lou.



Fig. 4.

Ce débitmètre étalonné préalablement peut donner une lecture directe. Voici le détail de ce débitmètre :

Il se compose de deux organes différents : l'un est l'appareil déprimogène, l'autre est l'indicateur de chute de pression.

a) *Dispositif déprimogène.* — Le principe de ce dispositif consiste à réaliser un régime d'écoulement turbulent pour le courant gazeux dont on veut mesurer le débit à l'aide de canaux spéciaux qui ont les mêmes propriétés que les orifices capillaires. De cette façon, la chute de pression produite par le dispositif est directement proportionnelle au débit de l'air qui traverse l'appareil (fig. 4) :

b) *Dispositif de mesure de chute de pression* (Manomètre différentiel). — Le dispositif de mesure de chute de pression

est un manomètre différentiel à trois membranes de diamètres différents et reliées rigidement par un axe (fig. 5).

Grâce à cette construction le manomètre est :

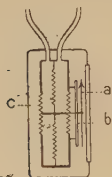


Fig. 5.

a) Aiguille ;

b) Amplificateur ;

c) Membranes.

1° insensible aux variations de la pression atmosphérique ;

2° insensible aux variations de la pression statique ;

3° capable de supporter une forte charge statique tout en conservant une grande sensibilité sur les différences de pression à mesurer.

5. Les premiers essais. — a) *Choix d'une source de fumée.*

— Pour que le phénomène se produise bien régulièrement, il est indispensable d'étudier tout d'abord les diverses matières utilisables comme sources de fumée. Dans ce but, nous avons essayé plusieurs substances : tabac, cigarettes, parfums divers, sels chimiques, etc... Finalement, nous avons choisi le parfum chinois comme la source de fumée. Ce parfum sous forme spirale, de 1 1/2 mm. de diamètre et de 20 cm. de long, possède trois avantages : 1° il produit un mélange air-fumée de conductibilité remarquablement régulière ; 2° il dégage des fumées très fines et ne dépose pas de matières résiduelles gênantes dans les canalisations (contrairement au tabac) ; 3° il dure très longtemps et permet de faire une série d'expériences sans crainte de changer les conditions expérimentales (Avec un débit de 40 cm³ par seconde, par exemple, la combustion dure plus de deux heures).

La régularité de conductibilité est bien mise en évidence par les deux essais suivants : Le parfum étant suspendu en place (dans le flacon A, fig. 1) on envoie un courant d'air dans ce flacon. En même temps, on brûle le parfum à l'aide d'un fil chauffé et on fait marcher l'agitateur. Les fumées,

de plus en plus concentrées dans le flacon A, deviennent en équilibre au bout de quelques minutes. Après avoir été filtrées par le petit condensateur d'arrêt, elles entrent dans le grand condensateur de mesure dont l'armature intérieure est reliée à l'électromètre (voir p. 15). Comme une partie de ces particules sont déjà ionisées par l'effet de combustion, l'électromètre commence à dévier. On applique une tension positive de 500 volts à l'armature extérieure. Le temps pour parcourir 50 mm. de l'échelle était :

	23,0 secondes
	22,5 »
	22,6 »
5 minutes après	23,0 »
5 minutes après	23,0 »
5 minutes après	23,2 »

On change le débit du courant d'air. Les temps pour parcourir 50 mm. d'échelle étaient :

16 heures 30 minutes	15,2 secondes
	14,8 »
35 minutes	15,4 »
	15,6 »
40 minutes	15,4 »
	15,5 »
45 minutes	15,4 »
	15,7 »
50 minutes	15,7 »
	15,6 »
17 heures 5 minutes	15,8. »

Ces nombres sont déjà remarquablement constants, si on les compare à ceux que l'on obtient avec la fumée du tabac qui donne souvent des variations de plus de 25 o/o.

b) *Condensateur d'arrêt.* — Nous avons essayé le condensateur d'arrêt, en envoyant de l'air sec et filtré ionisé par le rayonnement du polonium.

Dans une première expérience l'air ionisé passe dans ce condensateur dont les armatures sont reliées au même

potentiel. Il entre ensuite dans le grand condensateur de mesure dont l'armature extérieure est portée à 80 volts. L'électromètre commence à dévier :

Déviations en mm.	Temps en secondes
—	—
100	22,6
100	22,2
100	22,6
100	22,4

Ensuite, on applique 4 volts au condensateur d'arrêt.

Déviations en mm.	Temps en secondes
—	—
100	∞
100	∞

On relie les deux électrodes au même potentiel comme avant :

Déviations en mm.	Temps en secondes
—	—
100	22,9
100	22,9

Ainsi le condensateur d'arrêt peut arrêter très nettement tous les ions produits par le rayonnement du polonium.

c) *Courant de saturation.* — Nous avons constamment employé le condensateur cylindrique décrit plus haut dont l'armature intérieure recueille les ions et transmet leur charge à l'électromètre.

Il est nécessaire de vérifier le grand condensateur cylindrique afin de se rendre compte s'il fonctionne bien. Pour cela, il suffit de tracer des courbes de saturation en envoyant de l'air sec ionisé dans ce condensateur. En tenant compte des dimensions géométriques de l'appareil, ces courbes permettent d'évaluer les valeurs approximatives de mobilités des petits ions. Pour la mobilité de petits ions positifs, par exemple, nous avons trouvé la valeur moyenne $k = 1,6$. Ce résultat est satisfaisant si on le compare avec la valeur connue.

Nous cherchons ensuite si les fumées ionisées donnent des phénomènes aussi réguliers que l'air ionisé.

Le parfum chinois étant brûlé dans le flacon A et mélangé dans le flacon B, on envoie des fumées dans le grand condensateur cylindrique en passant dans la chambre d'ionisation (exposée au rayonnement du polonium) et dans le petit condensateur d'arrêt chargé, le débit du courant d'air étant de 15 cm^3 par seconde. Ces fumées donnent des charges à l'électromètre, par l'intermédiaire du grand condensateur. Le gaz a une vitesse constante contrôlée par le débitmètre à aiguille décrit ci-dessus. Ce débitmètre à aiguille est placé à la sortie immédiate du grand condensateur.

On mesurera le courant à travers le gaz pour des différences de potentiel croissantes entre les deux armatures et pour chacune d'elles on lira la vitesse de déviation de l'électromètre. A cet effet, on choisit sur l'échelle électrométrique deux points suffisamment éloignés l'un de l'autre avec une vitesse constante et un temps convenable : l'inverse de ce temps donne une mesure de la vitesse de déviation. Dans tous les cas, on mesurait avec un chronomètre donnant le $1/10$ de seconde le temps nécessaire pour aller de la division 100 de l'échelle à la division 250.

Dans ces conditions, la précision des mesures est toujours suffisante pour que les irrégularités accidentelles du phénomène étudié dépassent les erreurs de lectures.

Voici un exemple obtenu en opérant ainsi, la charge de l'armature extérieure étant positive :

TABLEAU I

Débit d'air = 15 cm³ par seconde.

Force électromotrice V (en volts)	Courants I (en unités arbitraires)
10	0,88
20	1,52
30	2,18
40	2,44
80	3,91
120	4,90
160	5,64
200	5,76
240	6,30
280	6,65
320	6,80
360	6,97
400	7,07
440	7,20
480	7,50
520	7,50
560	7,31
600	7,42
640	7,50

Chaque nombre est la moyenne de plusieurs lectures. Le second tableau donne un autre exemple obtenu avec un débit de 30 cm³ par seconde.

TABLEAU II

Débit d'air = 30 cm³ par seconde.

Force électromotrice V (en volts)	Courants I (en unités arbitraires)
10	1,15
20	2,25
30	3,30
40	4,10
50	4,97
80	6,20
120	7,80
160	9,90
200	10,90
360	13,50
400	13,80
440	13,80
480	14,25
560	14,25
600	14,25

On voit que les courants (fig. 6) d'abord presque proportionnels aux forces électromotrices, croissent ensuite beaucoup plus lentement et tendent visiblement vers une limite (courant de saturation).

Il est intéressant de noter que le courant de saturation est d'autant plus grand que le débit d'air est plus élevé. D'après

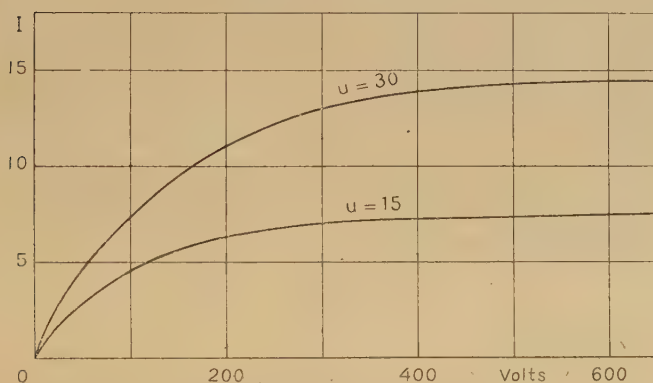


Fig. 6.

ces courbes, on peut évaluer la valeur approximative de mobilité des gros ions K en appliquant la formule classique :

$$K = \frac{U \log_e \frac{b}{a}}{2\pi V l}$$

où a , b , l , désignant respectivement le rayon de l'armature intérieure, le rayon de l'armature extérieure et la longueur de l'armature intérieure du grand condensateur ; V étant le potentiel de saturation. D'après la dimension du condensateur (voir p. 16) on a :

$$\log_e \frac{b}{a} = 0,292, \quad l = 145 \text{ cm.}$$

En prenant les valeurs U et V du tableau I, on obtient :

$$K = \frac{15 \times 0,292}{2\pi \times 124 \times 145}$$

$$= 3,8 \times 10^{-5} \text{ cm./sec. par volt/cm.}$$

cet ordre de grandeur sera confirmé dans le chapitre VIII par des expériences beaucoup plus précises.

Il est également important de signaler ici que dans la plupart des essais, les courants de saturation pour les ions négatifs sont toujours supérieurs à ceux des ions positifs. Ceci montre que les ions de deux signes ne sont pas en nombres égaux et que dans l'ensemble, les fumées peuvent être regardées comme chargées négativement. Ce fait sera également confirmé dans la suite par des expériences plus précises.

CHAPITRE III

Etude de la formation des gros ions en fonction du nombre des particules.

1. La numération des particules. — Nous nous proposons tout d'abord d'étudier, à l'état d'équilibre, le courant de saturation en faisant varier la concentration de fumée, c'est-à-dire le nombre des particules par centimètre cube. Pour cette expérience, il faudra choisir une méthode pour dénombrer ces particules.

a) *Méthodes de numération.* — De nombreuses méthodes sont déjà connues, notamment : 1° la méthode d'Aitken ; 2° la méthode d'Owen ; 3° la méthode de sédimentation ; 4° la méthode photographique et 5° la méthode de filtrage.

1° *Compteur d'Aitken* (3). — Le principe en est basé sur le fait que les particules ultramicroscopiques peuvent servir de centres de condensation. On renferme les particules dans une petite chambre dépoussiérée dans laquelle l'air est saturé ; une détente adiabatique provoque un refroidissement brusque et la formation d'un brouillard ; on peut alors compter les particules ou les observer.

2° *Compteur d'Owen* (58). — Une petite quantité d'air est projetée sous forme d'un jet étroit contre une mince lamelle de verre. Les grains de poussière ou les gouttelettes d'eau adhèrent au verre et on peut ainsi les compter.

3° *Méthode de sédimentation* (80). — On enferme un volume connu de fumée entre deux lames de verre travaillées optiquement et qui forment le couvercle et le fond d'une boîte très plate ; les particules se déposent principalement

sur le fond où on les compte en les éclairant convenablement. Connaissant la profondeur de la boîte, on peut facilement calculer le nombre de particules par centimètre cube.

4^e *Méthode photographique* (49). — L'appareil est composé d'un simple cylindre dont une extrémité est fermée par un couvercle. A l'autre bout du cylindre, on dispose l'objectif d'un appareil photographique ordinaire. Perpendiculairement à l'axe du cylindre et à la hauteur du plan focal de l'objectif, on perce deux trous pour laisser passer la lumière. Enfin, une petite tubulure se trouve dans la partie supérieure du cylindre et permet de connecter avec un aspirateur. L'illumination se fait au moyen d'une lampe-éclair de photo dont la lumière est diaphragmée par un système de fentes normales à l'axe de l'objectif.

On enlève d'abord le couvercle et on fait passer les poussières dans le cylindre à l'aide de l'aspirateur. On ferme ensuite le couvercle. Enfin, on allume la lampe, l'objectif photographique étant ouvert.

Il existe en outre, la méthode de filtrage. On fait passer les poussières dans l'eau, par exemple, et les poussières ainsi mises en suspension dans l'eau peuvent être comptées.

Toutes ces méthodes, bien que très ingénieuses, semblent difficilement applicables dans notre cas (courant gazeux). On peut d'ailleurs sur certains points en discuter le principe : la méthode d'Aitken suppose que chaque gouttelette de brouillard contient un centre de poussière, mais il se peut qu'il n'en soit point ainsi, la gouttelette étant formée autour d'un ion et non pas d'un grain de poussière.

La méthode d'Owen ne s'applique que dans certaines limites de grosseurs ; hors de ces limites, l'adhérence des poussières n'est pas suffisante. L'efficacité de cette méthode dépend entre autres facteurs non seulement de la grosseur des poussières, mais aussi de la force vive qu'elles possè-

dent. De plus, on ne peut compter avec précision quand les poussières se superposent l'une sur l'autre.

Quant à la méthode de sédimentation on peut objecter que seules les particules relativement grosses peuvent être déposées sur le verre. A cause de l'agitation thermique, les particules relativement petites peuvent être mises en suspension dans un temps infiniment long tout en étant animé le mouvement brownien.

La méthode photographique ne s'applique que pour les particules assez grosses. Pour les petites particules, la lumière diffusée ne suffit plus à impressionner la plaque photographique.

Enfin dans la méthode de filtrage on peut craindre de dissoudre une partie de particules dans les liquides.

b) *Nouvelle méthode* (4). — Puisque nous avons choisi une méthode de courant gazeux pour la mesure électrométrique, il nous a paru commode de dénombrer les particules contenues dans un tel courant à l'aide de la même installation. Nous avons donc utilisé une nouvelle méthode dont le principe est inspiré de celle de P. Langevin pour dénombrer les particules au voisinage d'aigrettes. Le principe de la méthode de Langevin repose sur le fait que s'il n'existe que des ions d'un seul signe (comme c'est le cas au voisinage d'aigrettes,

(4) Pauthenier et Brun ont indiqué (85) une méthode pour dénombrer les particules en suspension. Leur méthode repose sur le fait que si l'on applique un champ électrique très intense (3 000 volts/cm. par exemple) entre les deux armatures d'un condensateur cylindrique dont l'armature intérieure est un fil fin tendu qui émet des ions par effet de couronne, toutes les particules se précipitent instantanément sur la paroi du condensateur. Pour recueillir les particules liquides, l'auteur a utilisé un papier spécial qui donne des taches bleues. Une couche de gélatine humide a été utilisée dans des expériences antérieures pour le cas des particules solides. C'est donc une méthode très directe. Mais il semble que cette méthode n'est pas applicable dans les cas des fumées (dont le rayon est de l'ordre de 10^{-5} cm.) en raison de la difficulté de dénombrer les grains sous microscope.

ou au voisinage d'une lame métallique soumise à l'action photo-électrique), toutes les particules en suspension sont transformées en gros ions de ce même signe. En mesurant la charge totale prise par un volume déterminé d'air et en la divisant par la charge élémentaire, on peut en déduire le nombre des particules.

Nous avons utilisé la méthode suivante :

Certaines des particules en suspension peuvent être électrisées sous l'action d'un rayonnement, on peut en extraire un certain nombre par passage de l'air à travers un condensateur cylindrique chargé. Le nombre n des particules extraites sera égal au quotient de la charge recueillie sur les armatures de ce condensateur par la charge individuelle d'une particule, cette dernière étant la charge élémentaire (voir chapitre IV). Ces n particules ne représentent que la fraction f du nombre N des particules initialement présentes, f se mesure, d'autre part, photoélectriquement, par la diminution d'opacité qui résulte de l'extraction des n particules. Le quotient n/f donne N .

Le dispositif expérimental. — Le montage utilisé dans

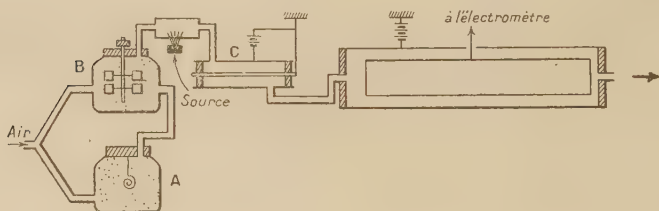


Fig. 7.

cette méthode a été décrit dans un mémoire précédent (50) et est représenté sur la figure 7.

Les fumées produites constamment dans le flacon A sont entraînées dans le flacon B avec une vitesse constante et y sont mélangées avec de l'air sec dans une proportion déterminée. Ce mélange traverse une petite chambre d'ionisa-

tion c irradiée par du polonium. Ensuite, il pénètre dans un petit condensateur d'arrêt D convenablement chargé pour arrêter tous les petits ions. A l'arrivée dans le grand condensateur cylindrique E , il ne reste que les gros ions et les centres neutres.

Si l'on applique sur ce condensateur E une tension convenable, une partie des gros ions est captée par les électrodes. Pour coller à la paroi les grains chargés, on applique une couche mince de mélasse sur les deux armatures.

En divisant la charge Q recueillie sur l'armature intérieure par la charge d'une particule (charge élémentaire), on obtient le nombre de particules collées.

On peut mesurer le rapport de deux concentrations de fumée (fumée initiale et fumée après l'extraction) en utilisant l'absorption de l'intensité lumineuse.

Opacimètre. — Une source lumineuse ponctuelle S et lentille L produisent un faisceau de lumière parallèle.

Ce dernier, après avoir traversé un tube de verre de 20 cm. contenant la fumée, tombe sur la surface sensible d'une cel-

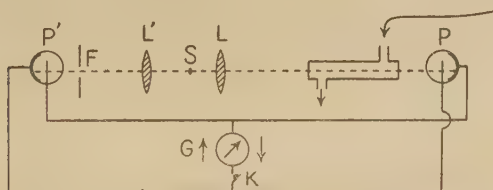


Fig. 8.

lule photovoltaïque P . Symétriquement à L par rapport à S , on place une lentille L' (de même distance focale que L). Le faisceau parallèle tombe sur la surface sensible d'une autre cellule photovoltaïque P' identique à P , après avoir traversé un diaphragme F , d'ouverture variable. Les deux cellules P et P' sont montées en série et un galvanomètre G permet de mesurer la différence des courants débités par ces deux cellules (fig. 8).

Soient I_0 et I les intensités du faisceau lumineux avant et après la traversée du tube T contenant de la fumée de concentration x , on a :

$$I = I_0 e^{-\lambda x l} \quad (1)$$

λ étant le coefficient d'absorption pour l'unité de concentration et l , la longueur du tube.

Si nous désignons par x la concentration initiale de la fumée dans le tube T et par x' la concentration de la fumée dépouillée des grains électriquement chargés, et par I et I' les intensités lumineuses respectives, on peut écrire d'après (1) :

$$\log_e I = \log_e I_0 - \lambda x l \quad (2)$$

$$\log_e I' = \log_e I_0 - \lambda x' l. \quad (3)$$

On peut choisir I_0 comme unité d'intensité ; c'est-à-dire poser $I_0 = 1$. Comme alors $\log_e I_0 = 0$, il vient :

$$\frac{\log_e I'}{\log_e I} = \frac{x'}{x} = k. \quad (4)$$

Désignons par N le nombre total de grains par centimètre cube présents initialement dans le flacon B, on a :

$$N = n_+ + n_- + n_0. \quad (5)$$

Où n_+ représentant le nombre par centimètre cube de particules chargées positivement captées par l'armature intérieure du condensateur cylindrique. Il est évident que :

$$n_+ = \frac{Q_+}{eU},$$

en désignant Q_+ la charge positive recueillie par seconde ; U , débit du courant d'air, e , charge élémentaire.

Si l'on renverse le champ électrique, on obtient :

$$n_- = \frac{Q_-}{eU}.$$

Le nombre total n des particules captées est $(n_+ + n_-)$ ou encore $N - n_0$, n_0 représentant les particules non captées. Il est évident que :

$$\frac{x'}{x} = \frac{n_0}{N} = k = 1 - f \quad (6)$$

d'où, en tenant compte de (5) et (6),

$$N = \frac{n}{f} = \frac{n_+ + n_-}{1 - k}.$$

c) *Exemple d'une mesure.* — A titre d'exemple, nous donnons le détail d'une mesure exécutée en faisant varier le champ électrique et l'intensité ionisante, la fumée produite étant moyennement épaisse, et avec un débit d'air U de 46 cm³ 4 par seconde.

1° La première opération consiste à déterminer le rapport des concentrations, k ou κ'/κ . On règle tout d'abord l'ouverture du diaphragme F de façon que le galvanomètre reste au zéro lorsque l'on ferme la clef K, le tube étant vide de toute fumée.

Lorsque la fumée est ensuite admise, le courant de la cellule P diminuant, le galvanomètre dévie. Si on applique la tension sur le condensateur, la fumée étant alors dépouillée d'une fraction de ses particules, l'élongation du galvanomètre devient plus petite. On supprime le champ électrique, puis on le remet et on note les élongations successives du galvanomètre. Les valeurs moyennes de celles-ci permettront, ainsi que l'indique le tableau IV, de déterminer k .

TABLEAU III

Champ = 120 volts.

I (en mm.)	I' (en mm.)
101	83
102	83
100	82
101	83

$$k = \frac{\log_e 83}{\log_e 101} = \frac{4,418}{4,615} = 0,957$$

et :

$$f = 1 - k = 0,043.$$

2° Il faut ensuite déterminer le nombre n des gros ions captés par le condensateur ($n_+ + n_-$). Pour cela, on mesure la charge Q portée par la fumée et recueillie par l'armature

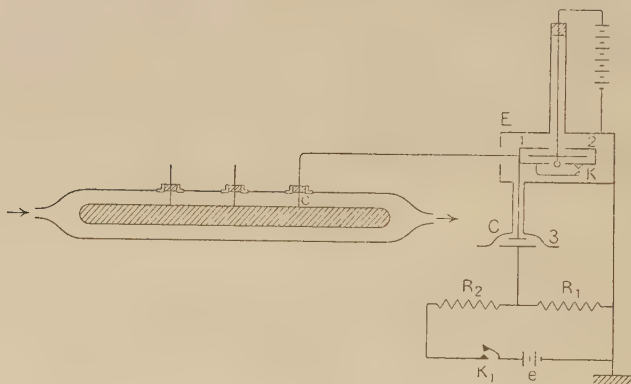


Fig. 9.

intérieure du grand condensateur en utilisant la méthode classique de compensation. L'ensemble du montage est représenté sur la figure 9.

L'armature intérieure c du grand condensateur est reliée à la paire de quadrants (1) de l'électromètre E dont l'autre paire de quadrants (2) est reliée à la cage. L'aiguille est chargée à 80 volts. La paire de quadrants (1) est également réunie à l'armature intérieure (3) d'un condensateur étalon C dont l'armature extérieure (4) est reliée au potentiomètre R_1 , R_2 monté comme l'indique la figure. On voit que, à l'aide de la clef K_1 , l'armature extérieure (4) de ce condensateur étalon peut être portée soit à un potentiel $e \frac{R_1}{R_1 + R_2}$ par rapport à la cage, soit au potentiel de cette cage (le sol). Le système isolé ($c, 1, 3$) peut être relié à la cage ou isolé au moyen de la

clef K commandée à distance à l'aide d'un petit électro-aimant.

La marche d'une mesure est la suivante :

La clef K étant fermée et la clef K_1 ouverte, on établit le champ voulu, puis on ouvre K à l'aide de l'électro-aimant. Sous l'influence de la charge apportée par les fumées à étudier l'électromètre se met à dévier avec une vitesse qui devient uniforme au bout de quelques secondes. Quand le spot passe sur une division déterminée n de l'échelle, on fait partir un chronomètre, puis on ferme la clef K_1 .

L'armature (4) du condensateur C qui était reliée directement à la cage par l'intermédiaire de R_1 est alors portée à un potentiel :

$$v = \frac{e}{R_1 + R_2} \cdot R_1$$

et, sous l'influence de la charge — $C_{43}v$ induite par le condensateur C de coefficient d'influence C_{43} , sur le système isolé, l'aiguille revient brusquement en sens inverse, les connexions étant établies dans le sens convenable.

Sous l'influence des charges apportées par les fumées, l'aiguille repart ensuite dans la direction primitive et lorsqu'elle repasse sur la division n , on arrête le chronomètre, puis on ferme K et ouvre K_1 .

Si le temps t ainsi mesuré est suffisamment grand, le spot repasse sur la division n avec une vitesse uniforme, la même que la première fois. Il est facile de voir que, dans ces conditions, les fumées ont apporté une quantité d'électricité qui compense exactement la quantité d'électricité induite par influence.

La charge Q_+ ainsi recueillie par seconde étant 0,0200 u. e. s., on obtient :

$$n_+ = \frac{Q_+}{eU} = 9,08.10^5.$$

Avec la même opération en renversant le champ, on obtient $Q = 0,0202$ u. e. s.

$$n_- = \frac{Q_-}{eU} = 9,32.10^5.$$

Par conséquent :

$$n = n_+ + n_- = 1,84 \cdot 10^6$$

et finalement :

$$N = \frac{n}{f} = \frac{1,84}{0,43} \cdot 10^7 = 4,2 \cdot 10^7$$

On fait varier l'intensité d'ionisation en diaphragmant le rayonnement du polonium à l'aide d'une série de disques en plomb de 3 mm. d'épaisseur. Au milieu de chaque disque, on perce des petits trous de 2 1/2, 7/10, 6/10, 5/10 et 3/10 mm. de diamètre respectivement. Ces disques ont été étalonnés de la manière suivante : On place la source du polonium au-dessous de la fenêtre de la chambre d'ionisation et on fait passer un courant d'air sec et filtré. Ce courant d'air pénètre ensuite dans le grand condensateur et on mesure l'intensité du courant de saturation en comptant le temps mis par l'électromètre pour dévier de 100 divisions d'échelle. On obtient t_1 .

On répète la même opération en intercalant le disque de 2 1/2 mm. entre la fenêtre et le polonium et ainsi on obtient t_2 de même pour le disque de 7/10 mm., et ainsi de suite.

Les intensités relatives sont proportionnelles aux inverses de ces temps.

Le tableau suivant a été obtenu après plusieurs mesures concordantes :

TABLEAU IV

Diamètre du trou (en mm.)	∞	2 $\frac{5}{10}$	$\frac{7}{10}$	$\frac{6}{10}$	$\frac{5}{10}$	$\frac{3}{10}$
$1/t$	0,114	0,1025	0,074	0,045	0,028	0,009
Intensités relatives (pour 100)	100	90	65	40	25	8

Voici les résultats obtenus avec une tension de 120 volts pour le grand condensateur dont l'armature extérieure est chargée positivement.

TABLEAU V

Intensité ionisante (pour 100)	n_+	n_-	n_-/n_+	k	f	N
100	$9,68 \cdot 10^5$	$9,32 \cdot 10^5$	1,03	0,956	0,044	$4,2 \cdot 10^7$
90	8,63	8,79	1,02	0,957	0,043	4,0
65	6,16	6,46	1,04	0,970	0,030	4,2
40	4,70	4,75	1,01	0,977	0,023	4,1
25	4,14	4,16	1,01	0,980	0,020	4,1
8	3,31	3,50	1,05	0,983	0,017	4,0

Ce tableau montre que N est trouvé sensiblement constant quelle que soit l'intensité d'ionisation utilisée pour sa mesure. En faisant varier le champ, on obtient le tableau VI.

TABLEAU VI

Tensions	Intensité ionisante (pour 100)					
	100	90	65	40	25	8
80 volts	$N = 4,0 \cdot 10^7$	$4,1 \cdot 10^7$	$4,2 \cdot 10^7$	$4,5 \cdot 10^7$	$4,2 \cdot 10^7$	$4,0 \cdot 10^7$
120 »	$N = 4,2$	4,0	4,2	4,1	4,1	4,0
160 »	$N = 3,7$	3,7	3,7	3,7	3,7	3,9

D'après ce tableau, on voit que N tend à diminuer si le champ augmente trop. Ce phénomène peut s'interpréter par le fait que si l'on augmente trop la tension au delà d'une certaine limite (qui dépend de la dimension des rayons du condensateur) une partie des particules neutres, polarisées par le champ électrique, seront déviées par celui-ci et absor-

bées par le condensateur sans apporter de charge électrique aux armatures.

Il est intéressant de signaler que l'ordre de grandeur de nos résultats est en concordance avec l'expérience ancienne de M. de Broglie (35) sur le nombre des particules de fumée produites par le tabac. Il a trouvé que le nombre de particules contenues dans une fumée moyennement épaisse de tabac est de l'ordre de 10^7 par centimètre cubè.

2. Exécution d'une mesure. — En appliquant la méthode décrite plus haut, nous avons étudié, à l'état d'équilibre, le courant porté par les gros ions en fonction du nombre des particules. L'expérience consiste à tracer la courbe de saturation des gros ions pour chaque concentration déterminée. En prenant les valeurs maxima des courants comme ordonnées, et les concentrations correspondantes comme abscisses, on obtient la courbe désirée. Le débit d'air utilisé était petit pour que l'équilibre puisse s'établir.

Nous résumons les résultats dans le tableau VII.

TABLEAU VII

Concentrations (en unités arbitraires)	Courant (en ampères)	
	positif	négatif
1,2	$1,47 \cdot 10^{-12}$	$3,63 \cdot 10^{-12}$
1,8	1,75	4,85
2,7	2,82	7,42
4,1	4,90	12,04

Dans la limite des erreurs d'expérience, ces courbes représentent bien deux droites, ce qui correspondrait au fait qu'à l'état d'équilibre, le nombre des gros ions est proportionnel au nombre des particules neutres et par conséquent à la concentration.

D'après le résultat établi plus haut, il est facile d'expliquer le fait que la conductibilité atmosphérique diminue quand le nombre des particules en suspension augmente et de vérifier

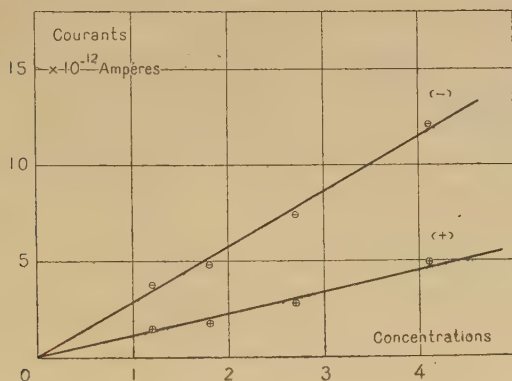


Fig. 10.

la théorie due à P. Langevin selon laquelle la conductibilité de l'air varie en sens inverse du nombre des particules en suspension. En effet, la conductibilité atmosphérique λ égale à $(\lambda_+ + \lambda_-)$ avec :

$$\lambda_+ = e(nk + NK)$$

et :

$$\lambda_- = e(n'k' + N'K')$$

e , n , k , désignant respectivement la charge, le nombre et la mobilité des petits ions positifs ; N et K désignant le nombre et la mobilité des gros ions positifs. Ces mêmes symboles accentués sont relatifs aux ions négatifs. Comme n/N ou n'/N est de l'ordre de $1/50$, et que K/k ou K'/k' est de l'ordre de $1/3\ 000$, la conductibilité due aux gros ions est le soixantième seulement de celle due aux petits ions. Cela signifie que la conductibilité de l'air est à peu près exclusivement due aux petits ions. Si le nombre des particules en suspension augmente, le nombre des gros ions augmente, comme l'indi-

quent les résultats expérimentaux indiqués plus haut. La proportion des petits ions étant plus faible, la conductibilité diminue.

Cette expérience permet également de donner une confirmation du fait constaté expérimentalement que la conductibilité de l'atmosphère est sensiblement la même au-dessus de la mer qu'au-dessus de la terre. Or, la teneur en éléments radioactifs est nettement plus petite dans la mer que dans l'écorce terrestre et on devrait par conséquent s'attendre à trouver en mer une conductibilité plus petite.

Mais en mer, il n'y a pratiquement pas de poussières en suspension dans l'atmosphère, donc peu de gros ions et par conséquent une plus grande conductibilité.

De plus, notre expérience est en excellente concordance avec les résultats obtenus par Mac Laughlin (39) dans son étude sur le nombre des gros ions et sa relation avec le nombre des usines à Paris ; un des résultats de ses observations est représenté dans la figure suivante :

La courbe I représente le nombre des gros ions et la

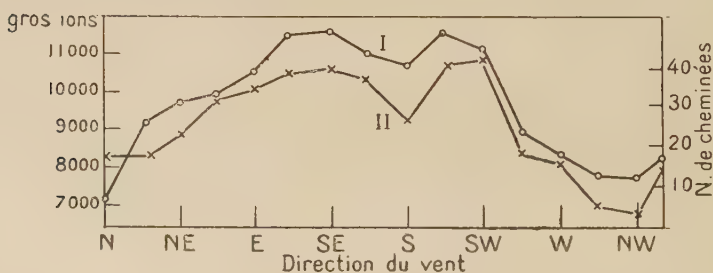


Fig. 11.

courbe II représente le nombre des usines. On voit que ces deux nombres sont sensiblement proportionnels. Cela signifie que les résultats obtenus dans nos expériences, et représentés sur la figure 10 sont également valables dans le cas des gros ions de l'atmosphère.

CHAPITRE IV

Etude de la variation du nombre des gros ions en fonction de l'intensité ionisante (53).

1. La concentration des gros ions en fonction de l'intensité ionisante. — Dans le chapitre premier, nous avons signalé qu'au moment de l'équilibre entre gros ions et petits ions, les relations suivantes étaient vérifiées.

$$P = \frac{\alpha}{\beta} [M - (P + N)] \quad (1)$$

$$N = \frac{\alpha'}{\beta'} [M - (P + N)]. \quad (2)$$

Ces deux équations, dans lesquelles ne figurent pas p et n , les nombres des petits ions positifs et négatifs, signifient que le nombre de gros ions devait *a priori*, être indépendant de l'intensité ionisante, c'est-à-dire de la concentration des petits ions, à condition toutefois que la concentration en particules neutres soit faible par rapport au nombre des petits ions. Il est nécessaire d'étudier expérimentalement la variation du nombre des gros ions en faisant varier l'intensité ionisante dans de très larges limites, afin de vérifier ce caractère important sur la formation des gros ions.

Dans ce but, nous avons envoyé les fumées dans le grand condensateur cylindrique après leur avoir fait traverser successivement la chambre d'ionisation et le petit condensateur d'arrêt chargé, comme dans les expériences décrites à la page 28. Mais au lieu d'utiliser le rayonnement du polonium pour produire les petits ions, nous avons eu recours aux

rayons X d'un tube Coolidge en raison de la facilité de variation de l'intensité dans de très larges limites.

L'expérience consiste à mesurer le courant de saturation des gros ions pour chaque valeur de l'intensité du rayonnement et pour chaque concentration de fumée.

Le tableau VIII donne un exemple des résultats concordants obtenus avec un débit d'air de 15 cm³ par seconde. Les valeurs des courants sont obtenues par la méthode classique de compensation (voir p. 32).

TABLEAU VIII

Intensité ionisante (en m. a.)	Courant de saturations (en ampères)	
	ions positifs	ions négatifs
0	$0,96 \times 10^{-12}$	$6,66 \times 10^{-12}$
3,5	1,66	4,48
5,0	1,71	3,22
7,5	1,61	3,10
10,0	1,69	2,96
12,5	1,55	3,16
15,0	1,56	3,15
17,5	1,55	3,14
20,0	1,54	3,17

Dans la figure 12, les courbes montrent nettement qu'à partir d'une certaine valeur de l'intensité d'ionisation, le courant devient stationnaire; c'est-à-dire qu'à partir de cette valeur d'ionisation, *le nombre de gros ions ne dépend plus du nombre des petits ions.*

La courbe pointillée représente le rapport des gros ions négatifs aux positifs. D'après les équations (1) et (2), on a :

$$\frac{N}{P} = \frac{\alpha'\beta}{\alpha\beta'} = \text{const.}$$

On voit sur la courbe que ce rapport est sensiblement constant à partir d'une certaine valeur de l'ionisation.

Avant d'atteindre sa valeur constante, le nombre des ions négatifs décroît alors que l'inverse se produit pour ces ions positifs. Ce fait peut être interprété en admettant que le

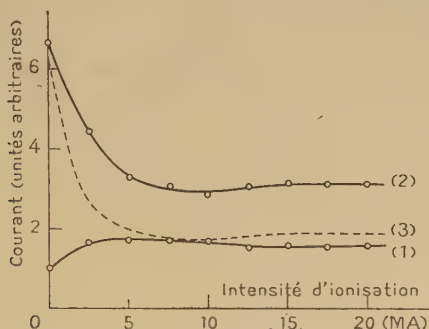


Fig. 12.

nombre des gros ions en équilibre est indépendant du nombre des particules chargées initialement présentes dans le gaz. Dans ce cas, en effet, si le nombre des particules chargées initialement présentes dans le gaz est supérieur à cette valeur d'équilibre, le nombre doit diminuer (comme le montre la courbe des gros ions négatifs) ; si le nombre de ces particules chargées est inférieur à cette valeur, il doit augmenter (comme le montre la courbe des gros ions positifs).

Le fait que ces courbes ne passent pas par l'origine, montre que la fumée, sans avoir été exposée aux rayonnements, est ionisée par l'effet de combustion, et que le nombre d'ions des deux signes n'est pas le même, il y a un excès de charges négatives dans chaque volume. Ce résultat peut être confirmé, d'autre part, par la mesure de la charge en volume des fumées.

2. Charge en volume. — Le dispositif utilisé est un cylindre en laiton de 50 cm. de longueur relié à l'électromètre à quadrants. L'intérieur de ce cylindre est rempli d'une

colonne de coton hydrophile de 30 cm. de longueur, de façon que toutes les fumées soient arrêtées. Ce cylindre est protégé très soigneusement par une cage de Faraday reliée au sol. L'ensemble est représenté sur la figure 13.

Avant d'envoyer la fumée dans le cylindre, il faut prendre deux précautions : 1° il faut s'assurer que l'électromètre ne dévie pas quand on isole les quadrants (bonne qualité de

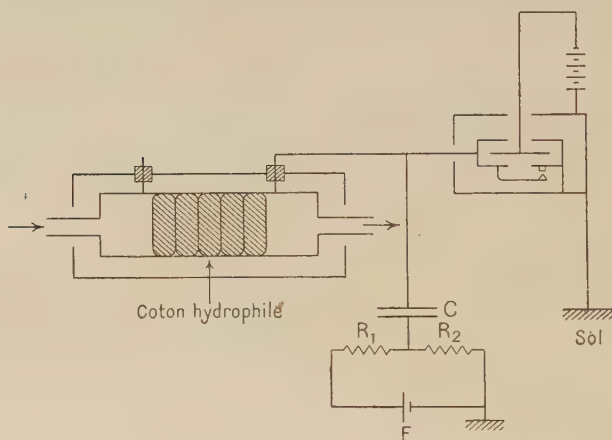


Fig. 13.

l'isolement); 2° il faut s'assurer que la colonne de coton est suffisamment longue pour arrêter toutes les fumées.

Cette dernière condition est réalisée grâce aux essais préalables suivants : On envoie la fumée dans le cylindre garni avec une certaine longueur de coton ; l'électromètre dévie avec une certaine vitesse. Si on augmente la longueur de coton, les fuites diminuent et la vitesse de déviation augmente. On continue l'opération jusqu'à ce que la vitesse de déviation de l'électromètre devienne constante.

Après avoir constaté que l'électromètre ne dévie pas quand les quadrants sont isolés, on fait passer l'air chargé de fumée. *L'électromètre dévie alors sous l'influence de charges négatives.*

Pour déterminer la charge négative en excès dans chaque centimètre cube, on compense cette charge par une charge développée par influence sur l'armature isolée d'un condensateur c de 30 u. e. s. Deux boîtes de résistances R_1 et R_2 , montées en potentiomètre avec une pile de E. M. F. e ($e=4,16$ volts) permettent de charger le condensateur étalon.

Dans la figure 13, la différence de potentiel V entre l'armature extérieure du condensateur et le sol est égale à : $\left(\frac{e}{R_1 + R_2} R_1 \right)$. Si on maintient la somme $R_1 + R_2$ constante, V sera proportionnel à la résistance R_1 .

L'électromètre est tout d'abord étalonné par la mesure des quantités d'électricité. Dans notre montage pour :

$$R_1 + R_2 = 10^4 \text{ ohms} \quad \text{et} \quad R_1 = 1000 \text{ ohms},$$

on a :

$$Q = 0,0416 \text{ u. e. s.}$$

et l'électromètre dévie de 35 mm.

L'expérience comporte deux opérations :

1° On fait passer l'air chargé de fumée dans le cylindre sans l'avoir exposé au rayonnement. L'électromètre commence à dévier dans le sens correspondant aux charges négatives. On le ramène au zéro en chargeant par influence le condensateur c et on note la tension de charge de ce dernier au bout d'un temps t mesuré, l'électromètre étant immobile au zéro, au moment de cette lecture.

Dans une série d'expériences, une charge négative de 0,235 u. e. s. avait été déposée dans le cylindre au bout des temps suivants : 29,2, 29,3, 28,9 et 29,1 secondes, le débit d'air étant de 15 cm³ par seconde.

Ainsi on peut déduire la charge négative en excès dans chaque centimètre cube.

$$Q = \frac{0,235}{29,1 \times 15} = 5,38 \cdot 10^{-4} \text{ u. e. s. par centimètre cube.}$$

En admettant que chaque gros ion ne porte qu'une charge élémentaire, cette charge correspondrait à :

$$5,38 \cdot 10^4 / 4,77 \cdot 10^{-10}, \text{ soit } 1,12 \cdot 10^6$$

gros ions négatifs en excès par centimètre cube.

2° On fait passer l'air chargé de fumée dans le cylindre après l'avoir exposé aux rayons X. Pour une charge

$$Q = 0,1175 \text{ u. e. s.},$$

il faut 55,5 secondes. D'où, la charge en excès dans chaque centimètre cube était :

$$Q = \frac{0,1175}{55,5 \times 15} = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ u. e. s. par centimètre cube.}$$

La valeur obtenue est 3,7 fois plus petite que la valeur précédente, ce qui vérifie bien les résultats représentés dans la figure 13. En effet, les ordonnées des courbes étant proportionnelles au nombre des gros ions, on peut calculer, d'après le tableau VIII, la charge en excès dans la fumée non exposée aux rayonnements par rapport à celle qui a été exposée. La charge dans la fumée non exposée au rayonnement, d'après le tableau VIII est proportionnelle à :

$$(6,66 - 0,96) \cdot 10^{-12}, \text{ soit } 5,7 \cdot 10^{-12}.$$

La charge de celle qui a été exposée au rayonnement est proportionnelle à $(3,17 - 1,54) \cdot 10^{-12}$, soit $1,63 \cdot 10^{-12}$.

Le rapport de ces charges est $5,7 \cdot 10^{-12} / 1,63 \cdot 10^{-12}$, soit 3,5. L'accord est donc satisfaisant avec la mesure de la charge en volume (3,7).

3. Charge d'un gros ion. — Les gros ions de l'atmosphère ne portent, en général, qu'une seule charge élémentaire. Ce fait a été vérifié par J. J. Nolan, Boylan et de Sachy (43), Mac Clelland et surtout par G. R. Wait et O. W. Torreson (76). Dans leurs 33 déterminations, ils ont obtenu pour la valeur moyenne des charges d'un gros ion : 1,11 charge élémen-

taire. Le fait que les gouttes d'huile observées par Millikan ne portaient en général qu'une charge monovalente rend très peu probable qu'une gouttelette d'Aitken, beaucoup plus petite, puisse s'attacher plus d'un ion ordinaire ; il est facile de prévoir que la répulsion électrostatique l'empêchera de s'en attacher un second, sauf si les petits ions sont mis en mouvement par un champ électrique (M. Pauthenier et M. Moreau-Hanot) (83).

Dans le cas des gros ions formés par les particules en suspension produites par la combustion d'un parfum chinois, il est très peu probable qu'ils puissent attacher plus d'un ion ordinaire. Néanmoins, nous pouvons vérifier ce fait simplement par la mesure de la charge en volume en envoyant des fumées de différentes concentrations dans le cylindre (la fumée étant exposée aux rayonnements).

TABLEAU IX

Concentrations (unité arbitraire)	Charges par cm^3 (en u. e. s.)
1	$1,4 \times 10^4$
1,9	2,7
3,1	4,1
4,2	6,0

On voit que la charge négative en excès varie sensiblement dans les mêmes proportions. Il semble donc que les gros ions produits par la fumée du parfum chinois exposée aux rayons X ne portent qu'une seule charge élémentaire. Des charges multiples ne pourraient exister que si leur courbe de répartition était la même pour les gros ions positifs et négatifs.

CHAPITRE V

Etude expérimentale de la formation des gros ions en fonction de la grosseur des particules en suspension. Le coefficient de formation des gros ions.

1. Introduction. — Les expériences décrites plus haut ont démontré que le nombre des gros ions en équilibre avec les petits ions est indépendant du nombre de ces derniers, comme le prévoit la théorie de P. Langevin. Il est donc intéressant de savoir si le nombre des gros ions varie avec la grosseur de la particule, et comment s'effectue cette variation.

Avant d'aborder la partie expérimentale, nous allons tout d'abord rappeler quelques notions qui interviendront souvent dans la suite.

1° Coefficient de formation des gros ions : α . — Supposons que dans 1 cm³ d'un gaz, existent M particules en suspension parmi lesquelles P constituent de gros ions positifs et N des gros ions négatifs, la différence M — (P + N) étant le nombre de particules neutres. En outre, il y a par unité de volume, p petits ions positifs et n petits ions négatifs. Le nombre des gros ions positifs formés pendant un temps dt est supposé proportionnel aux concentrations des petits ions p et des particules neutres M — (P + N).

On peut donc écrire :

$$\frac{dP}{dt} = \alpha[M - (P + N)]p.$$

Nous appellerons α le coefficient de formation des gros ions positifs. De même :

$$\frac{dN}{dt} = \alpha'[M - (P + N)]n.$$

α' étant le coefficient analogue pour les gros ions négatifs.

2° Coefficient de recombinaison entre les gros ions et les petits ions : β . — Lorsqu'un gros ion rencontre un petit ion de signe contraire, ils peuvent se neutraliser et reconstituer une particule neutre. Le nombre des recombinaisons de gros ions positifs (par centimètre cube et par seconde) est supposé proportionnel aux nombres des gros ions positifs P et des petits ions négatifs n , soit :

$$\beta Pn.$$

Le coefficient β est appelé coefficient de recombinaison pour les gros ions positifs. De la même manière, on définirait un coefficient β' pour les gros ions négatifs.

3° Le rapport ε de Langevin. — Dans son mémoire sur les gaz ionisés, P. Langevin (30) a démontré que le coefficient de recombinaison entre deux ions est proportionnel à la somme des mobilités des ions qui se combinent. Le rapport ε est défini par la relation :

$$\varepsilon = \frac{\beta}{4\pi e(K + k_2)}$$

pour les gros ions positifs qui se combinent avec des petits ions négatifs. Dans le cas où des gros ions négatifs se combinent avec des petits ions positifs, on déduit de même :

$$\varepsilon' = \frac{\beta'}{4\pi e(K + k_1)}$$

K désigne la mobilité des gros ions, k_1 et k_2 respectivement les mobilités des petits ions positifs et négatifs.

Ce rapport ε exprime le fait que si les recombinaisons de ions se produisent par suite de collisions, toutes les collisions ne sont pas suivies de recombinaisons; ε représente

justement le rapport du nombre de recombinaisons au nombre total des collisions entre ions de signes contraires.

Ce rapport possède les propriétés suivantes :

- a) ϵ est nécessairement plus petit que l'unité ;
- b) il est d'autant plus voisin de l'unité ⁽¹⁾ que le nombre des collisions suivies de recombinaisons est plus grand ; en particulier, il est d'autant plus voisin de l'unité que la pression est plus élevée.

Dans le cas des collisions entre gros ions de faible mobilité ⁽²⁾ avec des petits ions, nous supposons que ϵ est voisin de l'unité, c'est-à-dire que toutes les collisions seront probablement suivies de recombinaison.

Nous avons donc :

$$\beta = 4\pi ek_2$$

et :

$$\beta' = 4\pi ek_1$$

puisque K est négligeable devant k_1 ou k_2 .

(¹) Les résultats expérimentaux obtenus par divers auteurs ont confirmé ces prévisions théoriques. Pour l'ionisation par les rayons X, Langevin a trouvé que le rapport ϵ dans l'air normal est égal à 0,27 ; il croît avec la pression et atteint 0,90 sous une pression de 5 atmosphères.

En collaboration avec E. Bloch, il a trouvé, dans le cas des gaz conducteurs issus d'une flamme, une valeur de ϵ égal à 0,7. G. Jaffe a obtenu pour ϵ , dans le cas de l'hexane liquide rendu conducteur par les rayons X, des valeurs conformées aux prévisions de la théorie.

(²) En raison de leur faible mobilité, les gros ions ne possèdent, au moment des collisions, que des forces vives très réduites ; il est donc très probable que toutes les collisions seront suivies de recombinaison. C'est ainsi que G. Moreau, en mesurant séparément le coefficient de recombinaison et les mobilités dans le cas des gaz rendus conducteurs par la vaporisation de sels alcalins, a obtenu dans tous les cas, pour ϵ , des valeurs très voisines de l'unité. E. Bloch a également trouvé que le rapport ϵ est de l'ordre de l'unité, en mesurant les gros ions produits par le phosphore.

4° *Les rapports X et Y.* — Nous appellerons X le rapport du nombre des gros ions positifs à celui des particules neutres et Y le rapport analogue pour les gros ions négatifs :

$$X = \frac{P}{M - (P + N)}$$

et :

$$Y = \frac{N}{M - (P + N)}.$$

D'après ces définitions, on voit qu'il serait possible de déterminer par l'expérience les coefficients de formation α et α' si l'on pouvait seulement mesurer les rapports X et Y. Puisque d'une part, nous avons les relations (p. 8) :

$$P = \frac{\alpha}{\beta} [M - (P + N)]$$

et :

$$N = \frac{\alpha'}{\beta'} [M - (P + N)]$$

c'est-à-dire :

$$x = \frac{\alpha}{\beta}$$

$$y = \frac{\alpha'}{\beta'}$$

et d'autre part β et β' sont des valeurs déterminées par le rapport ϵ de Langevin.

Nous allons exposer comment déterminer expérimentalement X et Y pour des particules de différentes grosseurs. L'expérience consiste à déterminer, tout d'abord, la grosseur moyenne d'un certain nombre de fumées obtenues par la combustion de diverses matières organiques. On mesure ensuite le nombre des gros ions de chaque signe pour chaque groupe de grosseur déterminée dans des conditions expérimentales identiques et à l'équilibre avec les petits ions.

2. *Détermination de la grosseur des particules.* — Pour déterminer la grosseur moyenne des particules, nous avons

proposé (51) une méthode nouvelle dérivée de la méthode de numération (p. 27).

Supposons que nous ayons brûlé M_1 grammes d'un parfum chinois dans le flacon A (p. 28). Après la combustion des M_1 grammes de parfum, combustion qui a duré un temps t , il reste M_2 grammes de cendres. Pendant toute la durée de la combustion, un courant d'air à débit constant U , entraîne la fumée hors du flacon A. La combustion terminée toute la fumée se trouve ainsi évacuée de ce flacon.

Soit m , la masse en grammes d'une particule de fumée supposée sphérique, n , le nombre de ces particules par centimètre cube; on a :

$$m = \frac{M_1 - (M_2 + \delta M_1)}{Unt} \quad (1)$$

δ étant la fraction de M_1 qui ne se trouve, après combustion, ni en cendre, ni en fumée.

En supposant que la densité de ces particules soit voisine de l'unité, on trouve le rayon :

$$r = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi}} m. \quad (2)$$

On peut facilement déterminer M_1 et M_2 à l'aide d'une balance; d'autre part, le nombre des particules par centimètre cube peut être déterminé à l'aide d'une méthode décrite dans le chapitre III. Quant à la quantité δM_1 , les expériences ont démontré qu'elle est négligeable. Par conséquent, la masse d'une particule m est mesurable si on connaît le débit d'air et le temps de combustion. De la masse on déduit le rayon r .

Exemple d'une mesure. — Un parfum chinois étant suspendu au centre du flacon A, on commence à brûler ce parfum au temps t_0 . Une plaque métallique P sert à recevoir les cendres. La combustion se termine au moment t_1 , le débit du courant gazeux étant U .

$$\begin{aligned} M_1 \text{ (Parfum)} + P &= 12,8837 \text{ g.} \\ P &= 11,4265 \text{ »} \end{aligned}$$

$$M_1 = 1,4572 \text{ »}$$

$$\begin{aligned} M_2 \text{ (Cendres)} + P &= 11,5890 \text{ »} \\ P &= 11,4265 \text{ »} \end{aligned}$$

$$M_2 = 0,1625 \text{ »}$$

$$\begin{aligned} t_1 - t_0 &= 7518,4 \text{ secondes} \\ U &= 57,7 \text{ cm}^3 \text{ par seconde} \end{aligned}$$

On trouve d'autre part, la valeur $n = 4,1 \times 10^7$.

En négligeant δM_1 , on a :

$$m = \frac{1,4572 - 0,1625}{4,1 \times 10^7 \times 57,7 \times 7518,4} = 7,27 \times 10^{-14} \text{ g.}$$

En répétant l'opération avec la même matière de combustion, on a obtenu les valeurs figurant dans le tableau suivant :

TABLEAU X

M_1	M_2	t	m
1,4572	0,1625	7 518,4	$7,27 \cdot 10^{-14}$
0,4619	0,0488	2 301,5	7,52
0,3591	0,0384	1 906,5	7,10

cela comme valeur moyenne $m = 7,3 \cdot 10^{-14} \text{ gm.}$

• D'où :

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \pi r^3 &= 7,3 \cdot 10^{-14} \\ r &= 2,59 \cdot 10^{-5} \text{ cm.} \end{aligned}$$

cette valeur est à peu près la moitié de celle des particules examinées par M. de Broglie (15) lors de ses recherches sur le mouvement brownien des particules de la fumée de tabac : $r = 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm.}$

3. **Confrontation avec d'autres méthodes.** — Le résultat indiqué ci-dessus est obtenu en supposant que δM_1 est négligeable. Nous n'aurions aucune raison de le faire, si nous ne connaissions pas l'ordre de grandeur de cette fraction. Pour déterminer cet ordre de grandeur, il suffit de mesurer la grosseur par d'autres méthodes. Les résultats ainsi obtenus peuvent être comparés avec le premier ; les écarts entre ces résultats fournissent la grandeur de δM_1 .

Nous avons utilisé trois méthodes pour la comparaison : 1° par l'équation du mouvement brownien ; 2° par la formule de Stokes-Cunningham et 3° par la méthode de C. T. R. Wilson-Millikan.

1° *Par l'équation du mouvement brownien.* — On sait que les travaux d'Einstein et Smoluchowski ont permis d'établir que le mouvement brownien est une conséquence et en même temps une preuve de l'agitation moléculaire. L'équation qui donne l'amplitude des déplacements d'une particule en suspension dans un fluide, en fonction des dimensions de la particule et de la viscosité du fluide avait été obtenue par les deux auteurs précédents, sous une même forme, mais à un facteur $64/27$ près.

P. Langevin (32), par une démonstration particulièrement simple, a retrouvé exactement le résultat d'Einstein. Pour cela, d'après P. Langevin, il suffit de décomposer l'action des chocs moléculaires contre la particule en deux parties, l'une, régulière, qui correspond à l'effet de la viscosité, l'autre, irrégulière, qui détermine le mouvement brownien et, par une méthode analogue à celle du viriel, d'exprimer que l'énergie cinétique moyenne de la particule est conforme à la loi d'équipartition, pour obtenir immédiatement la formule d'Einstein. Depuis, de nombreuses vérifications quantitatives ont été exécutées et l'exactitude de cette équation, aussi bien dans les gaz que dans les liquides, est déjà solidement établie.

L'équation originale est :

$$\bar{x}^2 = \frac{2RT}{NK} \mathfrak{E} \quad (1)$$

où $\bar{x}^2$ désigne la valeur moyenne des carrés des déplacements dans le sens d'un axe déterminé, des particules semblables observées pendant le temps $\mathfrak{E}$; R est la constante universelle des gaz, pour la molécule-gramme, c'est-à-dire : $831,5 \times 10^5$ ergs-degrés, T, la température absolue, N, le nombre de molécules par molécule-gramme et K, un facteur de résistance, qui dépend de la viscosité μ du milieu et du rayon r de la particule et qui représente le rapport de la force appliquée à la particule suivant une direction quelconque à la vitesse due à cette force.

Si la loi de Stokes, c'est-à-dire $F = 6\pi\mu rv$, était valable pour le mouvement de la particule à travers le milieu, le facteur $K = \frac{F}{v}$ serait égal à $6\pi\mu r$, de sorte que l'équation ci-dessus deviendrait :

$$\bar{x}^2 = \frac{RT}{N} \cdot \frac{1}{3\pi\mu r} \mathfrak{E}. \quad (2)$$

C'est ainsi que J. Perrin a pu mesurer le nombre d'Avogadro N en déterminant $\bar{x}^2$, r et $\mathfrak{E}$, lors de ses belles recherches sur les gomme-guttes suspendues dans les liquides et que M. de Broglie a pu déduire le rayon r d'une particule de fumée de tabac en prenant pour N la valeur trouvée par J. Perrin. Aujourd'hui N est universellement connu et est égal à : $6,062 \times 10^{23}$. Pour évaluer r , il suffit de déterminer $\bar{x}^2$ et $\mathfrak{E}$.

On peut évaluer $\bar{x}^2$ en employant un procédé ultramicroscopique bien connu (ou bien le procédé de Cotton et Mouton) et enregistré les trajets des particules pendant un temps $\mathfrak{E}$ dans une plaque photographique.

Un faisceau lumineux intense et étroit, produit par une

lampe à arc est concentré au centre d'une petite cuve parallélepipedique de verre contenant la fumée. Ce faisceau a été filtré en traversant par une cuve contenant du sulfate de cuivre et une cuve pleine d'eau. On dispose un microscope perpendiculairement au faisceau de lumière; on peut ainsi observer à travers le microscope des points brillants en agitation continue, l'ensemble restant immobile. Une chambre noire est montée au-dessus de l'oculaire de façon que l'image se forme dans le plan de la plaque. On examine les trajets à l'aide d'un micromètre.

Nous avons obtenu $\bar{x}^2 = 18,55 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$ pour $t = 20$ secondes. D'après l'équation ci-dessus et en prenant pour μ la valeur $1,83 \cdot 10^{-4}$ on obtient :

$$r = 2,49 \cdot 10^{-5} \text{ cm.}$$

2° *Par la formule de Stokes-Cunningham.* — Soit V_0 la vitesse de chute d'une particule de rayon r dans l'air, Cunningham a démontré que la formule de Stokes est

$$V_0 = \frac{2r^2}{9\mu} (\rho - \sigma) \left(1 + \frac{3\lambda}{2r} \right) g \quad (3)$$

où ρ est la densité de cette particule et σ celle de l'air, λ étant le libre parcours moyen.

On a, d'après la théorie cinétique du gaz :

$$\frac{\lambda}{r} = \frac{k}{pr},$$

où p est la pression atmosphérique exprimée en mm. de mercure tandis que $k = 0,0075$ pour l'air. Millikan a montré que le coefficient de λ/r au lieu de $3/2$, est $0,874$.

Adoptons cette valeur, et admettons que $(\rho - \sigma) = 1$, l'équation (3) devient :

$$V_0 = \frac{2r^2}{9\mu} \left(1 + 0,874 \frac{0,0075}{760r} \right) \quad (4)$$

La vitesse V_0 de chute de la fumée est difficile à mesurer

avec précision en raison du mouvement brownien incessant. Il est donc préférable de disposer dans la cuve parallélépipédique contenant la fumée deux conducteurs plans verticaux parallèles entre lesquels on établira une différence de potentiel.

Les particules se déplaceront sous l'action du champ électrique horizontal F et on mesurera, comme l'a fait M. de Broglie, leur vitesse V par observation au microscope.

De cette façon, la formule (4) devient :

$$Fe = \frac{9\mu \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 V}{2r^2 \left(1 + 0,874 \frac{0,0075}{760 r} \right)}$$

ou bien :

$$7,93V.r^2 - 3,2 \cdot 10^{-7} r + 27,5 \cdot 10^{-13} = 0$$

$$r = \frac{1 + \sqrt{1 + 7,5 \cdot 10^4 V}}{4,3 \cdot 10^3 V}.$$

Ainsi la grosseur d'un gros ion est connue en fonction de sa mobilité.

Nous avons trouvé la valeur moyenne $V = 2 \cdot 10^{-5}$; par conséquent :

$$r = 2,96 \cdot 10^{-5} \text{ cm.}$$

3° Le champ électrique nécessaire pour équilibrer la gravitation, pour une particule de fumée, a été trouvé par nous égal à 36 volts/cm. environ. D'après H. A. Wilson et Millikan,

$$Fe = \frac{4}{3} \pi r^3 g$$

il en résulte :

$$\begin{aligned} r &= \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi} \frac{Fe}{g}} \\ &= 2,40 \cdot 10^{-5} \text{ cm.} \end{aligned}$$

Conclusion. — La comparaison de ces résultats avec les premiers obtenus par une méthode d'approximation particu-

lièrement simple, révèle une concordance telle que nous croyons être largement en droit de négliger la grandeur δM_1 . De plus, en appliquant cette méthode, on obtient r avec une erreur qui n'est que le tiers de celle affectant la valeur de m ; puisque le rayon varie comme la racine cubique de la masse.

Enfin, comparons quelques grosseurs prédominantes des particules de diverses matières en suspension, d'après divers auteurs avec celles des parfums chinois :

TABLEAU XI

Auteurs	Particules en suspension	Rayons (cm.)	Méthode d'observation	Références
Patterson et Cawood	MgO	3.10^{-5}	Graticule	59
M. de Broglie	Tabac	5.10^{-5}	Mouvement brownien	15
Addingley	Asbeste	5.10^{-5}	Graticule	1
Wells et Gerke	Tabac Amérique	$2,5.10^{-5}$	Oscillation	77
Green	Grès schisteuse- argile	$2,4.10^{-5}$ $4,8.10^{-5}$	Graticule	20
Andrade	Tabac	5.10^{-5}	Loi de Stokes	4
Ouang	Parfum chinois	$2,6.10^{-5}$	Perte de poids	51

4. Détermination de la grosseur moyenne des fumées produites par des échantillons différents. — En appliquant la méthode décrite ci-dessus, nous avons étudié quatre sortes de fumées produites par les échantillons suivants :

1° Parfum chinois.

2° Parfum « cantonais ».

3° Produit antimoustique.

4° Parfum « Chrysanthème ».

Les conditions expérimentales sont les mêmes que pour l'expérience indiquée à la page 50, seul le débit du courant d'air utilisé est différent.

Le nombre des particules par centimètre cube a été évalué au milieu de la combustion. Nous résumons les résultats dans le tableau suivant :

TABLEAU XII

$$U = 15 \text{ cm}^3/\text{sec.}$$

Echantillons	m_1	m_2	t	$N \cdot 10^{-7}$	$m \cdot 10^{13}$	$r \cdot 10^5$
1	0,5119	0,0536	2 860	13,10	0,815	2,68
2	0,8845	0,0462	4 020	8,73	1,59	3,35
3	1,9004	0,2228	5 360	3,99	5,19	4,98
4	1,8459	0,2576	6 572	2,29	7,05	5,51

Ces valeurs moyennes des rayons peuvent être contrôlées par la détermination des mobilités dont le détail sera décrit dans le dernier chapitre.

5. La formation des gros ions en fonction de la grosseur des particules (56). — Pour chaque sorte de fumée, on

mesure le nombre de gros ions de chaque signe (P et N) en équilibre avec les petits ions, en déterminant la charge totale portée par ces ions et en tenant compte du fait que la charge des gros ions est égale à la charge élémentaire. On évalue en même temps le nombre des particules de fumée par centimètre cube (M). On peut ainsi mesurer les valeurs absolues de P, N et M, et par suite, X et Y, pour chaque groupe de grosseur.

TABLEAU XIII

Echan- tillons	Rayons (cm.)	P/M	N/M	I/X	I/Y	I/XY
1	$2,68 \cdot 10^{-5}$	$\frac{1}{17,2}$	$\frac{1}{15}$	15,1	13,2	199,3
2	3,35	$\frac{1}{18,5}$	$\frac{1}{14,2}$	16,2	12,4	200,8
3	4,98	$\frac{1}{18,1}$	$\frac{1}{14,5}$	15,9	12,8	203,1
4	5,51	$\frac{1}{28,8}$	$\frac{1}{9,3}$	24,6	8,0	196,8

6. Calculs des coefficients de formation des gros ions (57).

— Les valeurs de X et de Y étant connues, il est facile de déduire les valeurs absolues des α en appliquant les relations :

$$\alpha = X\beta$$

et :

$$\alpha' = Y\beta'$$

comme nous l'avons indiqué plus haut, β et β' sont déterminés par le rapport ϵ . En supposant ϵ égal à l'unité, on a :

$$\beta = 4\pi ek_2$$

CHAPITRE VI

Considérations théoriques sur le coefficient de formation.

1. Théories sur le coefficient de formation des gros ions. — P. Langevin a bien voulu nous donner une théorie nouvelle rendant compte approximativement de la formation des gros ions. Nous allons la reproduire ci-dessous. Nous donnerons ensuite, après avoir comparé les valeurs théoriques et expérimentales, une application de cette théorie dans le cas des gros ions atmosphériques. On notera l'importance de cette théorie, qui est peut-être la seule permettant d'expliquer la diversité des grandeurs des coefficients concernant l'équilibre entre les ions atmosphériques.

Dans un système en équilibre, considérons une particule conductrice O, électriquement neutre, et de rayon a .

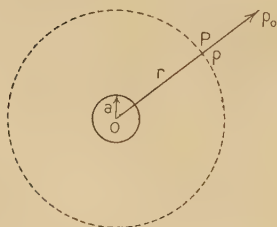


Fig. 14.

A une distance r de la particule, la concentration des petits ions, positifs par exemple, est p . A l'infini cette concentration est p_0 .

Imaginons une sphère de rayon r centrée sur cette particule, et calculons le flux des petits ions positifs qui entrent

dans la sphère par unité de temps. Étant donnée l'énorme différence de masse entre un petit ion et une particule, celle-ci peut être considérée comme immobile.

Désignons par D_1 , le coefficient de diffusion des petits ions positifs et par U le potentiel électrique au point P. Le nombre des petits ions positifs traversant par diffusion, l'unité de surface par unité de temps vers la particule sera :

$$n_1 = D_1 \frac{dp}{dr}$$

Le nombre des petits ions traversant la même surface par unité de temps, du fait du champ électrique sera :

$$n_2 = \frac{dU}{dr} k_1 p$$

en désignant par k_1 , la mobilité des petits ions positifs.

En régime permanent il n'y aura pas d'accumulation d'ions ; le flux d'ions traversant la sphère sera donc constant et égal au nombre de petits ions se fixant sur des particules neutres pour former des gros ions.

Nous avons :

$$4\pi r^2 \left(D_1 \frac{dp}{dr} + \frac{dU}{dr} k_1 p \right) = C^{\text{te}} \quad (1)$$

D'autre part, le coefficient de diffusion des ions est lié à leur mobilité par la relation :

$$\frac{k_1}{D_1} = \frac{e}{r_1 T}$$

où r_1 est la constante de Boltzmann et est égale à R/N ; T est la température absolue.

L'équation (1) devient alors :

$$r^2 \left(\frac{dp}{dr} + \frac{dU}{dr} \frac{k_1}{D_1} p \right) = \frac{\text{flux d'ions}}{4\pi D_1} = C \quad (2)$$

ou :

$$r^2 \left(\frac{dp}{dr} + \frac{dU}{dr} \frac{e}{r_1 T} p \right) = C.$$

Posons :

$$\frac{e}{r_1 T} = k.$$

On a :

$$r^2 \frac{dp}{dr} + k p r^2 \frac{dU}{dr} = C \quad (3)$$

Réolvons d'abord l'équation (3) sans second membre :

$$\frac{dp}{dr} + kp \frac{dU}{dr} = 0$$

ou :

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dr} + k \frac{dU}{dr} = 0$$

c'est-à-dire :

$$\frac{d \text{Log } p}{dr} + k \frac{dU}{dr} = 0. \quad (4)$$

En intégrant (4), on obtient :

$$\text{Log } p + kU = C_1 = \text{Log } A$$

ou :

$$p = Ae^{-kU}. \quad (5)$$

Utilisons la méthode de la variation des constantes arbitraires, on a, d'après (5) :

$$\frac{dp}{dr} = \frac{dA}{dr} e^{-kU} - Ae^{-kU} k \frac{dU}{dr} \quad (6)$$

Portons dans (3) cette expression de $\frac{dp}{dr}$:

$$r^2 \frac{dA}{dr} e^{-kU} - Ar^2 e^{-kU} k \frac{dU}{dr} + r^2 kp \frac{dU}{dr} = C$$

et en tenant compte de (5) :

$$r^2 \frac{dA}{dr} e^{-kU} - Ar^2 e^{-kU} k \frac{dU}{dr} + Ar^2 e^{-kU} k \frac{dU}{dr} = C$$

ou encore :

$$\frac{dA}{dr} = \frac{C}{r^2} e^{kU}$$

et :

$$A = C. \int \frac{e^{kU}}{r^2} dr. \quad (7)$$

Remplaçons A par cette expression dans la relation (5) :

$$p = Ce^{-kU} \int_a^r \frac{e^{kU}}{r^2} dr$$

en supposant que la concentration p des ions est nulle à la surface de la particule c'est-à-dire que celle-ci forme un

gros ion toutes les fois qu'un petit ion arrive à son voisinage immédiat.

Pour l'infini il vient :

$$p_0 = C e^{-kU} \int_a^\infty \frac{e^{kU}}{r^2} dr. \quad (8)$$

Et comme $U = 0$ à l'infini, (8) devient :

$$p_0 = C \int_a^\infty e^{kU} \frac{dr}{r^2}. \quad (9)$$

Posons :

$$\rho = \frac{a}{r},$$

$$d\rho = -a \frac{dr}{r^2}.$$

L'équation (9) devient :

$$p_0 = -\frac{C}{a} \int_1^0 e^{kU} d\rho$$

ou encore :

$$p_0 = \frac{C}{a} \int_0^1 e^{kU} d\rho. \quad (10)$$

Posons :

$$J = \int_0^1 e^{kU} d\rho. \quad (11)$$

L'équation (10) devient alors

$$p_0 = \frac{C}{a} J$$

et :

$$C = \frac{a}{J} p_0 \quad (12)$$

Or, d'après (2) : Flux d'ions $= 4\pi C D_1$.

On a donc :

$$\text{Flux d'ions} = \frac{4\pi a D_1}{J} p_0 \quad (13)$$

et finalement :

$$\boxed{\alpha = \frac{4\pi a D_1}{J}} \quad (14)$$

avec :

$$J = \int_0^1 e^{kU} d\rho$$

et :

$$\rho = \frac{a}{r}.$$

2. Calcul de la fonction J . — En négligeant les actions électrostatiques des autres ions, on trouve comme potentiel de l'action d'une sphère de rayon a supposée conductrice sur un ion de charge e situé à distance r de son centre :

$$\begin{aligned} U &= -\frac{e}{2a} \cdot \frac{a^4}{r^2(r^2 - a^2)} \\ &= -\frac{e}{2a} \cdot \frac{\rho^4}{1 - \rho^2} \quad \text{en posant } \rho = \frac{a}{r}. \end{aligned}$$

Puisque

$$k = \frac{e}{r_1 T},$$

on a :

$$kU = -\frac{e^2}{2ar_1 T} \cdot \frac{\rho^4}{1 - \rho^2}.$$

Posons

$$\gamma = \frac{e}{ar_1 T}.$$

On obtient d'après (11) :

$$\boxed{J = \int_0^1 e^{-\frac{\gamma}{2} \cdot \frac{\rho^4}{1 - \rho^2}} d\rho} \quad (15)$$

Discussions : 3 cas sont à envisager suivant l'ordre de grandeur de γ :

1° Si γ est très petit, J tend vers 1 quand γ tend vers 0.

2° Si γ est très grand, $e^{-\frac{\gamma}{2} \cdot \frac{\rho^4}{1 - \rho^2}}$ n'est appréciable que

si ρ est petit. On peut alors remplacer l'exponentielle par $-\frac{\gamma}{2} \rho^4$. Donc (15) peut être remplacé par :

$$J = \int_0^1 e^{-\frac{\gamma}{2} \rho^4} d\rho \quad (16)$$

Posons :

$$\begin{aligned} \frac{\gamma}{2} \rho^4 &= Z \\ 2\gamma \rho^3 d\rho &= dZ \end{aligned} \quad (17)$$

et :

$$J = \int_0^{\frac{\gamma}{2}} \frac{e^{-Z}}{2\gamma \rho^3} dZ \quad (18)$$

D'après (17), on a :

$$\rho^3 = Z^{\frac{3}{4}} \left(\frac{\gamma}{2} \right)^{-\frac{3}{4}} \quad (19)$$

Substituant (19) dans (18) :

$$J = \frac{\gamma^{-\frac{1}{4}}}{2^{\frac{1}{4}}} \int_0^{\infty} Z^{-\frac{3}{4}} \cdot e^{-Z} \cdot dZ \quad (20)$$

c'est donc une *fonction gamma* et :

$$J = 2^{\frac{1}{4}} \gamma^{-\frac{1}{4}} \cdot \frac{1}{4} \Gamma\left(\frac{1}{4}\right).$$

Les tables constantes donnent :

$$\frac{1}{4} \Gamma\left(\frac{1}{4}\right) = 0,9064.$$

On a :

$$J = 2^{\frac{1}{4}} \cdot 0,9064 \gamma^{-\frac{1}{4}}$$

ou bien :

$$\boxed{\gamma J = 1,07 \gamma^{\frac{3}{4}}}$$

3° Les valeurs intermédiaires de γ :

Les valeurs de $e^{-\frac{\gamma}{2} \frac{\rho^4}{1-\rho^2}}$ en fonction de γ , quand ρ varie de 0 à 1, sont données dans le tableau XV et représentées sur la figure 15.

TABLEAU XV

		$e^{-\frac{\gamma}{2} \frac{\rho^4}{1-\rho^2}}$						
		$\gamma = 1$	2	4	6	8	10	20
ρ	0,0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	0,1	0,999	0,999	0,999	0,999	0,999	0,999	0,999
	0,2	0,999	0,999	0,999	0,999	0,999	0,995	0,980
	0,3	0,998	0,997	0,985	0,976	0,965	0,955	0,913
	0,4	0,990	0,970	0,942	0,913	0,887	0,860	0,740
	0,5	0,961	0,923	0,852	0,779	0,719	0,660	0,436
	0,6	0,905	0,818	0,670	0,543	0,444	0,364	0,132
	0,7	0,794	0,625	0,390	0,244	0,151	0,095	0,009
	0,75	0,697	0,486	0,234	0,114	—	—	—
	0,85	0,390	0,152	0,023	—	—	—	—
	0,8	0,571	0,323	0,104	0,033	0,0107	0,004	—
	0,9	0,179	—	0,001	—	—	—	—
	1,0	0	0	0	0	0	0	0

Ainsi nous pouvons obtenir ces valeurs de J en mesurant au planimètre d'aire des courbes de la figure 15.

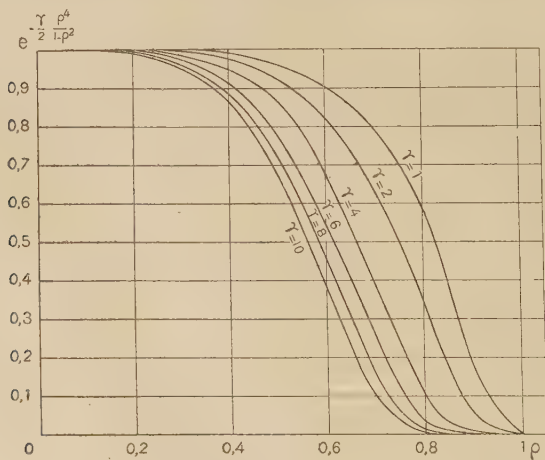


Fig. 15.

Dans la figure 16 sont représentées les variations du produit γJ en fonction de γ .

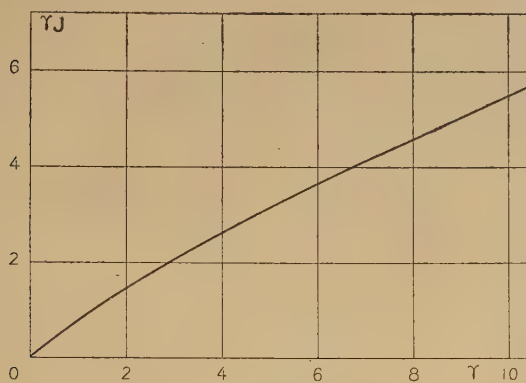


Fig. 16.

TABLEAU XVI.

γ	J	γJ
0	1	0
0,4	0,870	0,348
1	0,796	0,796
2	0,726	1,452
4	0,648	2,592
6	0,602	3,612
8	0,570	4,560
10	0,546	5,460
20	0,472	9,440

La variation des valeurs de J en fonction de γ est représentée par la figure 17.

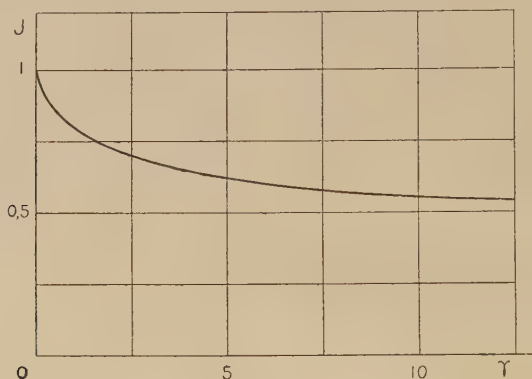


Fig. 17.

3. Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales des coefficients de formation. — Nous avons montré que le coefficient de formation des gros ions positifs est relié au coefficient de recombinaison entre les gros ions positifs et les petits ions négatifs par la relation :

$$\alpha = X\beta \quad \text{ou} \quad \frac{1}{X} = \frac{\beta}{\alpha} \quad (1)$$

X étant mesurable, et β étant égal à $4\pi ek_2$, nous pouvons ainsi déterminer expérimentalement les valeurs des α .

L'expression théorique de α est :

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{4\pi a D_1}{J} \\ &= \frac{4\pi a k_1 r_1 T}{eJ}, \quad \left(\text{puisque } \frac{k_1}{D_1} = \frac{e}{r_1 T} \right) \\ \alpha &= \frac{4\pi k_1 e}{\gamma J} \quad \text{en posant : } \gamma = \frac{e^2}{a r_1 T} \end{aligned} \quad (2)$$

Remplaçons (2) dans (1), nous trouvons :

$$\frac{1}{X} = \frac{4\pi e k_2}{4\pi e k_1} \gamma J$$

ou encore :

$$\boxed{\frac{1}{X} = \frac{k_2}{k_1} \gamma J} \quad (3)$$

Pour des particules de rayon a , γ est déterminée par la relation :

$$\gamma = \frac{e^2}{ar_1 T}.$$

La valeur correspondante de J peut être déterminée soit par la courbe de la figure 17, soit par la fonction :

$$J = \int_0^1 e^{-\frac{\gamma}{2} \frac{\rho^4}{1-\rho^2}} d\rho.$$

Exemple d'un calcul. — Prenons :

$$k_1 = 420 \text{ e. c. g. s. (1,4 cm./sec./volt/cm.)}$$

$$k_2 = 534 \text{ e. c. g. s. (1,78 cm./sec./volt/cm.)}$$

$$e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ e. c. g. s.}$$

$$T = 273 + 15$$

$$r_1 = 1,37 \cdot 10^{-16}.$$

Pour le rayon $a = 2,68 \cdot 10^{-5} \text{ cm.}$, on a :

$$\gamma = \frac{e^2}{ar_1 T} = 0,217$$

$$J = \int_0^1 e^{-\frac{\gamma}{2} \frac{\rho^4}{1-\rho^2}} d\rho = 0,912$$

$$\gamma J = 0,1979.$$

Par conséquent :

$$\begin{aligned} \frac{1}{X} &= \frac{\beta}{\alpha} = \frac{k_2}{k_1} \gamma J \\ &= 1,27 \cdot 0,1979 \\ &= \frac{1}{3,99}. \end{aligned}$$

Donc la valeur théorique du coefficient de formation :

$$\alpha = 4\beta.$$

La valeur expérimentale du même coefficient étant :

$$\alpha = \frac{1}{15,1} \beta,$$

on trouve :

$$\alpha_{\text{Th.}}/\alpha_{\text{Exp.}} = 60,2.$$

Le tableau XVII a été ainsi calculé pour différentes grosseurs des particules.

4. Coefficient de fixation (f). — La comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales montre que toutes les rencontres entre les particules neutres et les petits ions ne sont pas suivies de fixation. On peut donc introduire un nouveau coefficient f le coefficient de fixation, qui, analogue au rapport ϵ , représente la probabilité de fixation des petits ions au cours des collisions. Ainsi le coefficient de fixation peut être défini par :

$$f = \frac{\alpha_{\text{Expérimentale}}}{\alpha_{\text{Théorique}}}.$$

Ce coefficient est nécessairement inférieur à l'unité, ce que confirme l'expérience.

D'après le tableau XVII, on voit que la probabilité de fixation est d'autant plus grande que le rayon est plus petit.

Si cette interprétation est exacte, le coefficient théorique devrait s'approcher de plus en plus du coefficient expérimental quand le rayon de la particule diminue de plus en plus. On verra plus loin que c'est bien le cas pour les gros ions atmosphériques dont les rayons sont 10 fois plus petits que ceux des particules utilisées dans nos expériences.

Par l'intermédiaire du coefficient de fixation, on peut également interpréter le fait que la valeur expérimentale du produit $[XY]_{\text{Exp.}}$ est à peu près constante pour les différentes grosseurs des particules (Tableau XIII, p. 58).

En effet, d'après la définition du coefficient de fixation, on a :

$$f = \frac{\alpha_{\text{Exp.}}}{\alpha_{\text{Th.}}} = \frac{X_{\text{Exp.}}}{X_{\text{Th.}}}$$

$$f' = \frac{\alpha'_{\text{Exp.}}}{\alpha'_{\text{Th.}}} = \frac{Y_{\text{Exp.}}}{Y_{\text{Th.}}},$$

TABLEAU XVII

Rayons	$\gamma = \frac{e^2}{a r_1 T}$	$J = \int_0^{\gamma_1} \frac{\gamma}{2} \frac{\rho^4}{1 - \rho^2} d\rho$	γJ	Valeurs théoriques	
				$\frac{1}{X} = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{k_2}{k_1} \gamma J$	$\frac{1}{Y} = \frac{\beta'}{\alpha'} = \frac{k_1}{k_2} \gamma J$
2,68.10 ⁻⁵ cm.	0,217	0,912	0,1979	$\frac{1}{3,99}$	$\frac{1}{6,41}$
3,35	0,174	0,922	0,1604	$\frac{1}{4,9}$	$\frac{1}{7,91}$
4,98	0,117	0,940	0,1099	$\frac{1}{7,16}$	$\frac{1}{11,6}$
5,51	0,105	0,948	0,0995	$\frac{1}{7,91}$	$\frac{1}{12,2}$
Valeurs expérimentales					
$\frac{1}{X} = \frac{\beta}{\alpha}$		$\frac{1}{Y} = \frac{\beta'}{\alpha'}$		$f = \alpha_{Exp.}/\alpha_{Th.}$	
$\alpha_{Th.}/\alpha_{Exp.}$		$\alpha'_{Th.}/\alpha'_{Exp.}$			
15,1 16,2 15,9 24,6	13,2 12,4 12,8 8,0	60,2 79,6 114,0 194,6	84,6 98,0 148,6 97,6		

c'est-à-dire :

$$[XY]_{\text{Exp.}} = ff'[XY]_{\text{Th.}}$$

Dans la figure 18 (d'après le tableau XVII), on voit que

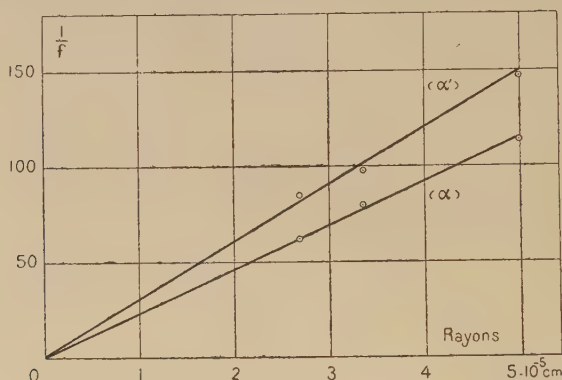


Fig. 18.

f et f' sont tous deux inversement proportionnels au rayon a , et par suite le produit ff' est inversement proportionnel au a^2 .

D'où :

$$ff' = C^{\text{te}} \frac{1}{a^2}. \quad (1)$$

D'autre part, on a :

$$[XY]_{\text{Th.}} = \left(\frac{k_1}{k_2} \frac{1}{\gamma J} \right) \left(\frac{k_2}{k_1} \frac{1}{\gamma J} \right) = \frac{1}{(\gamma J)^2}.$$

Or, d'après la figure 16, γJ est sensiblement proportionnel au γ dans la région où la valeur de γ est comprise entre 0,1 et 0,2 (la valeur correspondante du rayon est comprise entre $2,7 \cdot 10^{-5}$ cm., et $5,5 \cdot 10^{-5}$ cm.).

On peut donc écrire :

$$[XY]_{\text{Th.}} = C_1^{\text{te}} \cdot \frac{1}{\gamma^2}.$$

Or, γ est inversement proportionnel au rayon a , ce qui donne :

$$[XY]_{\text{Th.}} = C_2^{\text{te}} \cdot a^2 \quad (2)$$

Il en résulte d'après (1) et (2) :

$$[XY]_{\text{Exp.}} = C_1^{\text{te}} \frac{1}{a^2} \cdot C_2^{\text{te}} \cdot a^2 = \text{constante.}$$

CHAPITRE VII

L'équilibre entre les ions atmosphériques.

1. **Introduction.** — Un examen d'ensemble ⁽¹⁾ sur les travaux expérimentaux relatifs à l'équilibre des ions atmosphériques montre la grande diversité de ces études. C'est ainsi que, pour le coefficient de formation α , par exemple, Nolan et de Sachy (44) ont trouvé, sur 37 mesures, $\alpha = 6,8 \cdot 10^{-6}$, tandis que Wait (75) a évalué, sur 36 mesures, $\alpha = 0,39 \cdot 10^{-6}$, et Hogg (23) a déduit, de 100 mesures, la valeur $\alpha = 5,7$ à $27 \cdot 10^{-6}$.

Les causes de cette dispersion des résultats sont nombreuses (conditions atmosphériques, conditions des expériences, etc.), mais la principale semble être que les auteurs n'ont pu tenir compte de certains facteurs qui interviennent directement sur la grandeur de ce coefficient, tels que : la grosseur des particules, la diffusion des petits ions, la température, la pression, etc..., et il nous semble que la grosseur des particules joue un rôle prédominant.

Comme la théorie l'établit et comme l'expérience l'a confirmé, le coefficient α varie sensiblement avec la grosseur de la particule. La valeur de α , quelle que soit la précision de la mesure, a peu de sens, si l'on ne précise pas en même temps la grosseur des particules envisagées.

Examinons la question d'équilibre de ce point de vue :

(1) Un rapport très complet sur ce sujet a été présenté récemment par O. H. Gish et K. L. Sherman au congrès « International association of Terrestrial Magnetism and Electricity » à Washington, sept. 1939.

2. Equations d'équilibre entre gros ions et petits ions atmosphériques. — Soit dans les couches basses de l'atmosphère où l'on suppose un état d'équilibre des ions ; les équations qui expriment la formation et la destruction des gros ions peuvent être établies de la même façon que dans le Chapitre II, c'est-à-dire :

$$(1) \quad \alpha[M - (P + N)]p = \beta Pn + \gamma PN$$

pour les gros ions positifs ;

$$(2) \quad \alpha'[M - (P + N)]n = \beta' Np + \gamma PN$$

pour les gros ions négatifs.

Le terme γPN est toujours négligeable, mais on ne peut plus supposer que $p = n$ dans le cas présent, en raison de la faible intensité d'ionisation dans le troposphère. On a donc :

$$(3) \quad \alpha = X\beta \left(\frac{n}{p} \right)$$

$$(4) \quad \alpha' = Y\beta' \left(\frac{p}{n} \right)$$

en posant :

$$X = \frac{P}{M - (P + N)} = \frac{\alpha}{\beta} \left(\frac{p}{n} \right) \quad (5)$$

$$Y = \frac{N}{M - (P + N)} = \frac{\alpha'}{\beta'} \left(\frac{n}{p} \right) \quad (6)$$

1° Relations entre les mobilités des petits ions et les coefficients α , α' , β et β' . — Divisons (6) par (5) :

$$\frac{Y}{X} = \frac{N}{P} = \frac{\alpha'\beta}{\alpha\beta'} \left(\frac{n}{p} \right)^2$$

ou encore :

$$(7) \quad \frac{\alpha'\beta}{\alpha\beta'} = \frac{N}{P} \left(\frac{p}{n} \right)^2$$

D'autre part, d'après la théorie précédente et en supposant que chaque rencontre entre une particule neutre et un petit ion entraîne la formation d'un gros ion, nous avons :

$$(8) \quad \alpha = \frac{4\pi a D_1}{J} \quad \beta = 4\pi e k_2$$

$$(9) \quad \alpha' = \frac{4\pi a D_2}{J} \quad \beta' = 4\pi e k_1$$

avec :

$$J = \int_0^1 e^{-\frac{\gamma}{2} \frac{\rho^4}{1-\rho^2}} d\rho \quad \left(\rho = \frac{a}{r} \right)$$

et :

$$\gamma = \frac{e^2}{ar_1 T}.$$

On a donc d'après (5) et (6) :

$$(10) \quad X = \frac{\alpha}{\beta} \left(\frac{p}{n} \right) = \frac{4\pi a D_1}{J} \cdot \frac{1}{4\pi e k_2} \left(\frac{p}{n} \right) \\ = \frac{k_1}{k_2} \cdot \frac{1}{\gamma J} \left(\frac{p}{n} \right)$$

$$(11) \quad Y = \frac{\alpha'}{\beta'} \left(\frac{n}{p} \right) = \frac{k_2}{k_1} \cdot \frac{1}{\gamma J} \left(\frac{n}{p} \right).$$

D'après (10) et (11) on a :

$$(12) \quad \alpha = \frac{k_1}{k_2} \cdot \frac{1}{\gamma J} \beta$$

$$(13) \quad \alpha' = \frac{k_2}{k_1} \cdot \frac{1}{\gamma J} \beta'.$$

En fait, toutes les rencontres ne sont pas toutes suivies de fixation. On définit le coefficient de fixation f , qui exprime le rapport du nombre de fixations au nombre total de collisions :

$$f = \frac{\alpha_{\text{Exp.}}}{\alpha_{\text{Th.}}} < 1.$$

Par conséquent, (12) et (13) deviennent :

$$(14) \quad \alpha = f \cdot \frac{k_1}{k_2} \cdot \frac{1}{\gamma J} \beta$$

$$(15) \quad \alpha' = f' \cdot \frac{k_2}{k_1} \cdot \frac{1}{\gamma J} \beta'.$$

Multiplions (15) par β et (14) par β' :

$$(16) \quad \alpha' \beta = f' \cdot \frac{k_2}{k_1} \cdot \frac{1}{\gamma J} \beta' \beta$$

$$(17) \quad \alpha \beta' = f \cdot \frac{k_1}{k_2} \cdot \frac{1}{\gamma J} \beta \beta'.$$

Divisons (16) par (17) :

$$(18) \quad \frac{\alpha' \beta}{\alpha \beta'} = \frac{f'}{f} \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2$$

Or, d'après (7) :

$$\frac{\alpha' \beta}{\alpha \beta'} = \frac{N}{P} \left(\frac{p}{n} \right)^2.$$

Il en résulte :

$$(19) \quad \frac{N}{P} \left(\frac{p}{n} \right)^2 = \frac{f'}{f} \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2.$$

On verra plus loin (p. 83) que pour les grosseurs voisines de $4,5 \cdot 10^{-6}$ cm. :

$$\frac{f'}{f} \sim 1.$$

Donc en première approximation :

$$(20) \quad \boxed{\frac{\alpha' \beta}{\alpha \beta'} = \frac{N}{P} \left(\frac{p}{n} \right)^2 = \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2}.$$

On voit que $(N/P)/(p/n)^2$ ne dépend plus de la grosseur des particules et doit être constant, c'est là le point de théorie qu'il est véritablement intéressant de comparer avec les résultats expérimentaux obtenus par les divers auteurs qui ont utilisé des échantillons d'air différents et par conséquent des particules de grosseurs différentes.

Vérification numérique (1).

Le tableau XVIII recueille les concentrations des petits ions et des gros ions atmosphériques données par divers auteurs.

(1) Voir la note de M. Ouang Te-Tchao et Mme O. Thellier (57 a).

TABLEAU XVIII

Auteurs	Echantillons d'air	p	n	P	N	p/n	$N \left(\frac{p}{n} \right)^2$	Références
Maurain et Salles	Val-Joyeux	345	283	1 620	1 610	1,22	1,48	(40)
Mac Laughlin	Val-de-Grâce, Paris	86	70	16 710	16 700	1,23	1,51	(39)
Mme Thellier	Paris	32,5	25,6	17 500	18 200	1,27	1,68	(70)
Gockel	Freiburg	690	630	1 740	1 780	1,09	1,23	(19)
Hogg	Mt Stromolo, Australia	428	330	1 010	825	1,29	1,37	(23)
Gagge et Moriyama	New Haven	125	65	6 330	6 980	(1,92)	(4,08)	(17)
Weiss et Steinmaurer	Innsbruck	339	304	4 160	4 140	1,11	1,23	(78)
Leckie	Bondoeng, Java	602	558	2 500	2 210	1,08	1,03	(36)
Storm V Leenwen	?	1 142	954	4 889	4 533	1,20	1,34	(69)
Booij et Nickerk		1 809	1 662	5 655	5 143	1,09	1,08	(69)
Israel	Frankfort	556	525	8 060	8 140	1,06	1,13	(25)
»	»	748	614	9 860	9 690	1,22	1,46	(26)
»	Tannus Observatoire	630	360	2 440	2 320	1,75	2,92	(26)
»	Innsbruck	925	300	1 420	1 425	(3,08)	(9,54)	(26)
»	»	1 340	1 240	1 220	1 330	1,08	1,28	(27)
»	Badgastein	1 670	4 020	2 620	3 650	(0,42)	(0,24)	(27)
Hess	Heligoland	435	402	1 208	1 550	1,06	1,36	(22)

Valeur moyenne 1,44
 Valeur théorique 1,61

La valeur moyenne de $\frac{N}{P} \left(\frac{p}{n} \right)^2$ est donc égale à 1,44.

Prenons pour les valeurs k_1 et k_2 données par « Smithsonian physical tables » soit :

$$k_1 = 1,40 \text{ cm./sec. volt/cm.}$$

$$k_2 = 1,78 \quad \text{»} \quad \text{»}$$

On a :

$$\frac{k_2}{k_1} = 1,27.$$

Par conséquent :

$$\begin{aligned} \frac{\alpha'\beta}{\alpha\beta'} &= (1,27)^2 \\ &= 1,61 \end{aligned}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{N}{P} \left(\frac{p}{n} \right)^2 = 1,61.$$

La valeur théorique concorde donc approximativement avec la valeur moyenne obtenue par divers auteurs.

Une confirmation plus satisfaisante est donnée par Mme Odette Thellier de l'Institut de Physique du Globe à Paris.

Ses mesures, dont elle a bien voulu nous communiquer les résultats, ont été exécutées à Chambon-la-Forêt (Loiret) pendant 6 mois à des intervalles réguliers. Les nombres d'ions ont été obtenus par des mesures simultanées.

TABLEAU XIX

Chambon-la-Forêt (Loiret).

		p	n	P	N	$\frac{p}{n}$	$\frac{N}{P}$
1938							
Juin	{ 9 heures . .	510	425	1 400	1 350	1,20	0,96
	{ 13 » . .	535	435	1 600	1 650	1,23	1,03
	{ 17 » . .	580	485	1 250	1 150	1,20	0,92
Juillet	{ 9 heures . .	545	450	1 300	1 300	1,21	1,00
	{ 13 » . .	530	475	1 150	1 200	1,11	1,04
	{ 17 » . .	610	525	1 150	900	1,16	0,78
Août	{ 9 heures . .	600	355	1 100	1 400	1,69	1,27
	{ 13 » . .	595	390	1 150	1 250	1,52	1,08
	{ 17 » . .	710	435	950	900	1,60	0,95
Sept.	{ 9 heures . .	510	435	1 300	1 500	1,17	1,15
	{ 13 » . .	525	445	1 400	1 550	1,18	1,11
	{ 17 » . .	620	540	1 200	1 150	1,15	0,96
Oct.	{ 9 heures . .	475	410	1 850	2 000	1,16	1,08
	{ 13 » . .	550	475	1 450	1 550	1,16	1,07
	{ 17 » . .	570	510	1 450	1 450	1,12	1,00
1939							
Février	{ 9 heures . .	270	220	2 550	2 950	1,23	1,25
	{ 13 » . .	310	260	1 950	1 850	1,19	0,95
	{ 17 » . .	445	360	1 700	1 850	1,23	1,09

Valeur moyenne 1,25 1,03

On obtient donc la valeur expérimentale :

$$\frac{N}{P} \left(\frac{p}{n} \right)^2 = (1,25)^2 \cdot 1,03 \\ = 1,609$$

tandis que la valeur théorique est :

$$\frac{N}{P} \left(\frac{p}{n} \right)^2 = \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2 \\ = 1,615.$$

2° *Relation entre la concentration des petits ions et leurs mobilités.* — Si on suppose $N = P$, pour les gros ions atmosphériques dans certains endroits particuliers, on obtient d'après (20) :

$$\left(\frac{p}{n}\right)^2 = \left(\frac{k_2}{k_1}\right)^2$$

ou :

$$\boxed{\frac{p}{n} = \frac{k_2}{k_1}} \quad (20^a)$$

3° *Relation entre α et α' .*

D'après (20), nous avons :

$$\frac{\alpha' \beta}{\alpha \beta'} = \left(\frac{k_2}{k_1}\right)^2.$$

D'autre part :

$$\frac{\beta}{\beta'} = \frac{4\pi e k_2}{4\pi e k_1} = \frac{k_2}{k_1}$$

et par suite :

$$\boxed{\frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{k_2}{k_1}} \quad (20^b)$$

3. *Evaluation des coefficients de formation des gros ions atmosphériques.* — Les gros ions atmosphériques sont, en général, de grosseur beaucoup plus petite que les gros ions produits par des fumées.

Evaluons quelle sera la grandeur du coefficient de formation de cette catégorie d'ions.

Comparons les équations (10) et (11) avec (14) et (15), nous avons :

$$(21) \quad \alpha = f \cdot X \beta \left(\frac{n}{p}\right)$$

$$(22) \quad \alpha' = f \cdot Y \beta' \left(\frac{p}{n}\right)$$

avec :

$$X = \frac{k_1}{k_2} \cdot \frac{1}{\gamma J} \left(\frac{p}{n} \right) \quad (23)$$

$$Y = \frac{k_2}{k_1} \cdot \frac{1}{\gamma J} \left(\frac{n}{p} \right) \quad (24)$$

Pour déterminer les coefficients de fixation f et f' il suffit de comparer la valeur théorique de X ou Y avec celle déduite de l'expérience. En effet :

$$f = \frac{\alpha_{\text{Exp.}}}{\alpha_{\text{Th.}}} = \frac{X_{\text{Exp.}}}{X_{\text{Th.}}} \leq 1$$

$$f' = \frac{\alpha'_{\text{Exp.}}}{\alpha'_{\text{Th.}}} = \frac{Y_{\text{Exp.}}}{Y_{\text{Th.}}} \leq 1.$$

D'après (23) et (24) on devrait remarquer que X ou Y , c'est-à-dire le rapport entre le nombre des gros ions et le nombre des particules neutres non seulement dépend de leur grosseur, mais encore dépend du rapport des concentrations des petits ions (p/n ou n/p). Comme ce dernier varie considérablement d'un endroit à l'autre (p ou n dépend de l'altitude par rapport au sol, de l'échantillon d'air, etc.), les valeurs expérimentales de X ou Y doivent varier considérablement.

1° *Calcul de X et Y .* — Prenons le rayon trouvé par J. J. Thomson (71) soit :

$$a = 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ cm.}$$

Faisons le même calcul que précédemment :

$$\gamma = \frac{e^2}{ar_1 T} = 1,295$$

$$J = \int_0^1 e^{-\frac{\gamma}{2} \frac{\rho^4}{1-\rho^2}} d\rho \quad \left(\rho = \frac{a}{r} \right)$$

$$= 0,77$$

$$\gamma J = 1,295 \cdot 0,77$$

$$= 1$$

d'autre part :

$$\frac{k_1}{k_2} = 0,786$$

et :

$$\frac{k_2}{k_1} = 1,271.$$

Remplaçons les valeurs numériques de k_1/k_2 ; k_2/k_1 et γJ dans (23) et (24) et en prenant pour $\left(\frac{p}{n}\right)$ la valeur moyenne du tableau XIX soit :

$$\frac{p}{n} = 1,25$$

$$\frac{n}{p} = 0,80.$$

On a donc :

$$X = 0,786 \cdot 1,25 = 0,983$$

$$Y = 1,27 \cdot 0,8 = 1,017.$$

2° *Calcul du rapport f/f' .* — D'après le tableau XIX, on trouve la valeur moyenne de N/P soit :

$$\frac{N}{P} = 1,03$$

c'est-à-dire :

$$\frac{Y_{\text{Exp.}}}{X_{\text{Exp.}}} = 1,03$$

d'autre part, notre calcul ci-dessus a montré que :

$$\frac{Y_{\text{Th.}}}{X_{\text{Th.}}} = \frac{1,017}{0,983} = 1,03$$

Donc :

$$\frac{f}{f'} = \frac{X_{\text{Exp.}}}{X_{\text{Th.}}} \cdot \frac{Y_{\text{Th.}}}{Y_{\text{Exp.}}} = \frac{1,03}{1,03} = 1.$$

Il en résulte : $f = f'$.

3° *Détermination du coefficient de fixation f .* — Le coefficient de fixation f ou f' est défini par :

$$f = \frac{\alpha_{\text{Exp.}}}{\alpha_{\text{Th.}}} = \frac{X_{\text{Exp.}}}{X_{\text{Th.}}}$$

$$f' = \frac{\alpha'_{\text{Exp.}}}{\alpha'_{\text{Th.}}} = \frac{Y_{\text{Exp.}}}{Y_{\text{Th.}}}.$$

On a :

$$f = f'$$

par conséquent :

$$f = \frac{X_{\text{Exp.}}}{X_{\text{Th.}}} = \frac{Y_{\text{Exp.}}}{Y_{\text{Th.}}}.$$

TABLEAU XX

Le rapport entre les particules neutres et les gros ions.

Auteurs	Echantillon d'air	$\left(\frac{X + Y}{2}\right)^{-1}$	N° d'observation	Références
Gockel	Freiburg	2,70	?	(19)
Nolan, Boylan et de Sachy	Dublin	1,28	15	(43)
Hess	Heligoland	2,24	6	(21)
Israel	Taunus observatoire	3,00	37	(26) (28)
»	Innsbruck	3,34	78	(27) (28)
»	Badgastein	3,66	?	(27) (28)
»	»	3,28	?	(27) (28)
Nolan et Nolan	Glencree, Ireland	2,20	235	(45)
Scholz	Physical Inst. Graz	2,00	11	(63)
»	Potsdam	2,60	12	(63)
O'Brolchain	Physical Inst. Graz	1,88	11	(9)
»	Botanical Inst. Graz	2,67	69	(9)
Nolan et Nolan	Glencree, Ireland	2,20	38	(46)
Scholz	Westerland	2,50	19	(64)
Schachl	Innsbruck	2,85	103	(61)
»	»	2,34	114	(61)
»	Hafelekar	2,20	?	(61)
Schulz	Insel Fohr	3,26	?	(28)
Hogg	Mt Stromlo Australia	1,39	601	(24)
»	»	1,32	100	(23)
Scrase	Kew Observ.	3,50	120	(68)
Torreson et Wait	Washington D. C.	(6,30)	57	(72)
Thellier	Chambon-la-Forêt	2,27	18	
Köhler	Potsdam	2,52	148	(29)
Weiss et Steinmaurer	Innsbruck	1,76	122	(78)
Leckie	Bondoeng (Java)	3,10	46	(36)

Moyenne 2,48

Or, la théorie prévoit et l'expérience confirme que :

$$\frac{X}{Y} \approx 1.$$

Il est donc plus facile pour comparer la valeur théorique de X et Y avec les valeurs expérimentales, de considérer la valeur moyenne de leur somme.

En effet, la valeur calculée est :

$$\frac{1}{2} (X + Y) = \frac{0,983 + 1,017}{2} = 1$$

et les valeurs expérimentales sont réunies dans le tableau XX.

Par conséquent, on obtient $f = 1/2,48$, c'est-à-dire que la probabilité de fixation d'ions pour des particules de rayon de $4,5 \cdot 10^{-6}$ cm., est de l'ordre de $1/2,48$.

4° *Valeurs numériques des coefficients de formation des gros ions.* — Prenons pour la grosseur des particules $a = 4,5 \cdot 10^{-6}$ cm. des valeurs déjà obtenues, soit :

$$\begin{aligned} f &= f' = \frac{1}{2,48} \\ X &= 0,983 \\ Y &= 1,017 \\ \beta &= 3,22 \cdot 10^{-6} \\ \beta' &= 2,53 \cdot 10^{-6} \\ \frac{n}{p} &= 0,8 \\ \frac{p}{n} &= 1,25 \end{aligned}$$

et remplaçons ces valeurs numériques dans (21) et (22) :

$$\begin{aligned} \alpha &= f X p \left(\frac{n}{p} \right) \\ \alpha' &= f' Y \beta' \left(\frac{p}{n} \right). \end{aligned}$$

Nous obtenons ainsi les valeurs les plus probables des coefficients de formation (pour $a = 4,5 \cdot 10^{-6}$ cm.).

$$\begin{aligned} \alpha &= 1,02 \cdot 10^{-6} \\ \alpha' &= 1,30 \cdot 10^{-6}. \end{aligned}$$

TABLEAU XXI

(Unité : $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sec.}$).

Auteurs	Quantités déduites de	α	α'	$\alpha_0 = \frac{\alpha + \alpha'}{2}$	β	β'	$\beta_0 = \frac{\beta + \beta'}{2}$	Références
Ouang	Théorie de Langevin	1,02	1,30	1,16	3,22	2,53	2,87	
Wait	λ_1, λ_2, M	0,39	0,60	0,5	2,5*	2,2*	2,35	(75)
Serasc	p, n, M $M = (P + N)$	0,58	0,07	0,82	2,96	2,35	2,65	(68)
Nolan, Boylan et de Sachy	q, n $P, N, M.$	6,8	7,6	7,2	9,7	8,7	9,2	(44) (43)
Nolan et Enright	$p, n, M.$	(a)	(a)	$10 > \alpha_0$	(a)	(a)	$\beta_0 > 5$	(47)
Leckie	$P, N, \bar{\beta}.$	(a)	(a)	(a)	(a)	(a)	3,1	(36)
Mac Clelland et Kennedy	p, q, P	(a)	(a)	(a)	(a)	(a)	2,8*	(38)
Hogg	$\bar{\beta}, P, N, M$	(a)	(a)	$27 > \alpha_0 > 5,7^*$	(a)	(a)	(a)	(23)

(a) Valeur manquante.

(*) Valeur recalculée par Gish et Sherman.

5° *Confrontation avec des valeurs des coefficients actuellement connues.* — Une comparaison directe entre les valeurs actuelles est difficile, étant donné que :

1° Les auteurs n'ont pas indiqué la grosseur des particules qu'ils ont observées.

2° Ils ont supposé, dans la plupart des cas, que α est égal à α' et que β est égal à β' .

Néanmoins, nous pouvons prendre une grosseur moyenne $a = 4,5 \cdot 10^{-6}$ cm.

Le tableau XXI donne les coefficients obtenus par certains auteurs.

D'après ce tableau, on voit que, malheureusement, il y a trop peu de résultats expérimentaux pour qu'on puisse faire une comparaison. Néanmoins, on voit que les valeurs de β_0 concordent assez bien, ce qui est tout naturel, puisque β_0 est une constante (p. 48), tandis que les valeurs de α_0 varient considérablement. La seule explication est que les auteurs n'ont pas utilisé la même grosseur des particules (on ne peut pas douter de la précision de ces mesures, pour la valeur de α_0 , Wait l'a obtenue d'après 36 mesures ; Scrase l'a déduite de 115 mesures, et Nolan l'a évaluée d'après 37 mesures).

Gish et Sherman (18) ont eu l'idée de déduire la quantité η_a en prenant certains éléments fournis par divers auteurs. Cette quantité η_a dérivée de l'équation d'équilibre suggérée par Schweidler (1) est une fonction de α_0 . Il est ainsi très commode de faire une comparaison sur cette quantité.

(1) Equation d'équilibre de Schweidler (67) :

$$q = n\bar{\beta}, \text{ où } \bar{\beta} = an + 2\beta_0n = an + 2\alpha_0N_0 = an + \eta_aM$$

en supposant $n = p$; $N = P$; $N_0 = M - (P + N)$

q : paires des petits ions (par $\text{cm}^3/\text{sec.}$) ;

a : coefficient de recombinaison entre les petits ions.

Par conséquent :

$$\eta_a = \beta_0 / (1 + N_0/2N) = 2\alpha_0 / (1 + 2N/N_0).$$

En faisant les corrections nécessaires, il a montré que η_a varie de 0,5 à $8,2 \cdot 10^{-6}$.

Le tableau suivant donne les diverses valeurs de η_a , si on fait la moyenne, en supprimant les deux valeurs trop grandes ($4,5$ et $8,2 \cdot 10^{-6}$), on obtient $\eta_a = 1,35 \cdot 10^{-6}$, qui est très près de notre résultat : $1,28 \cdot 10^{-6}$.

TABLEAU XXII

(Unité : $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sec.}$).

Auteurs	Quantité déduite de	$\eta_a = \frac{2 \alpha_0}{1 + X + Y}$	Références
Ouang	Théorie de Langevin	1,28	
Scholz	$\bar{\beta}$, M.	0,5	(64)
»	$q, p, n, \bar{\beta}$, M.	$(\eta_a > 25)$	(62)
Hess	β_1, β_2, p, n , M.	1,0	(21)
»	»	1,6	(22)
»	$\bar{\beta}$, M.	(4,5)	(22)
Nolan et O'Brolchain	$\bar{\beta}$, M.	1,7	(48)
Köhler	β , M.	1,6	(29)
Sheppard	q, n , M.	(8,2)	(66)
Schlenck	$\bar{\beta}$, M.	1,7	(65)

4. Conclusion. — Un examen plus approfondi des méthodes utilisées par la plupart des auteurs montre que deux hypothèses ont été généralement adoptées. Celle proposée par Nolan et de Sachy, supposant que $N = P$ et de plus que $\alpha\beta = \alpha'\beta'$; et celle proposée par Whipple (79) (utilisée par Scrase) supposant que : $\beta = \alpha' + 4\pi ek_2$ et que $\beta' = \alpha + 4\pi ek_1$. Gish et Sherman (18) ont démontré (après avoir comparé les divers résultats expérimentaux) que l'hypothèse de Nolan et de Sachy semble représenter une extrémité, tandis que celle de Whipple (1) représente l'autre. Si on recombine ces deux hypothèses, il vient :

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{\beta'}{\beta}.$$

Or, d'après P. Langevin, cette relation découle directement de la théorie (p. 81). Le fait $N = P$ n'est exact qu'à l'endroit où la concentration des petits ions doit satisfaire la relation :

$$\frac{p}{n} = \frac{k_2}{k_1}.$$

Bien que la théorie de Langevin ne donne qu'une approximation, et qu'elle devra subir quelques modifications, il semble que c'est elle qui représente le mieux jusqu'à présent les phénomènes concernant l'équilibre entre les ions atmosphériques.

(1) Wright (84) a proposé de modifier l'hypothèse de Whipple en introduisant la relation :

$$\alpha = \alpha' = \pi a^2 U$$

où a est le rayon d'une particule neutre et U , la vitesse moyenne d'agitation thermique d'un petit ion.

CHAPITRE VIII

Le spectre de mobilité des gros ions.

Nous croyons qu'il n'est pas nécessaire d'insister ici sur l'extrême importance de la mesure des mobilités dans les études de l'ionisation des gaz ; nous rappellerons seulement que les expériences précédentes montrent que les gros ions produits par la combustion d'un parfum chinois possèdent une grosseur encore plus grande (10^{-5} cm.) que les ions atmosphériques (10^{-6} cm.) et par suite leur inertie doit être supérieure à celle de ces derniers. Il était donc nécessaire de faire une étude quantitative, c'est-à-dire de déterminer numériquement des mobilités de ces gros ions.

Nous avons déjà montré grossièrement, dans le Chapitre II (p. 24), que la mobilité de ces ions est de l'ordre de 10^{-5} cm. par seconde pour un champ de 1 volt. par centimètre.

Pour étudier la question de plus près, et pouvoir analyser leur répartition il faut une méthode précise et de grand pouvoir de résolution.

1. Le spectre de mobilité des ions. — L'étude des spectres de mobilité des ions dans l'air a été entreprise la première fois par P. Langevin (33). Le principe en est le suivant : si n est la densité en volume des charges disponibles dans l'air (négatives par exemple), la fraction de ces charges, portées par les ions de mobilités comprises entre k et $k + dk$, sera :

$$dn = f(k)dk$$

pour déterminer la fonction $f(k)$, P. Langevin a utilisé la

méthode des courants gazeux en faisant passer par seconde un volume U d'air dans un condensateur cylindrique de capacité C chargé sous la différence de potentiel V .

Les ions présents dans le gaz ne sont pas tous recueillis dans le condensateur si le débit U est suffisamment grand pour en entraîner une partie. Le rapport $\frac{di}{dI}$ du courant obtenu sur l'armature intérieure au courant maximum dI que l'on obtiendrait si tous les ions de mobilité k étaient recueillis, est donné par :

$$\frac{di}{dI} = k \frac{4\pi cV}{U}.$$

Quand il existe des ions de mobilités diverses, on obtient le résultat suivant, si on construit une courbe en portant en abscisses la quantité :

$$x = \frac{4\pi cV}{U}$$

et en ordonnées l'intensité i mesurée par un électromètre, on a :

$$f\left(\frac{1}{x}\right) = -\frac{x^3}{U} \frac{d^2i}{dx^2};$$

c'est-à-dire qu'il existe des ions de mobilité k si la courbe tracée présente une courbure au point d'abscisse : $x = \frac{1}{k}$.

Par cette méthode P. Langevin a observé que les ions de l'atmosphère se répartissent de manière très nette en deux catégories, les ions ordinaires produits directement sous l'action des rayonnements et, sans aucune catégorie intermédiaire des ions de plusieurs milliers de fois plus lents ; ce sont des gros ions.

Depuis, de nombreux auteurs ont effectué des travaux sur ce sujet. Citons notamment : Erikson (16), Laporte (35), Tyndall et Grindly (73) sur la répartition des mobilités des petits ions ; Mac Clelland et Kennedy (37) et autres sur la répartition de mobilité des gros ions.

Nous nous sommes proposé de faire une étude analogue sur les gros ions formés dans les milieux constitués par les fumées résultant de la combustion d'un parfum chinois.

2. Méthode utilisée (1). Théorie du phénomène. — Le grand pouvoir de résolution nécessaire pour les gros ions et la faible mobilité dont il s'agit, rendent malaisées les déterminations par les méthodes classiques. Puisque, dans notre cas, les gros ions sont visibles, nous avons (55) été conduits à imaginer un procédé différent reposant sur l'examen ultramicroscopique des trajectoires suivies par les ions en présence d'un champ électrique alternatif, examen rendu possible par les fortes dimensions des particules.

Supposons qu'une particule de masse m portant une charge q en suspension dans un gaz soit soumise à l'action d'un champ électrique alternatif :

$$h = h_0 \sin(\omega t)$$

dirigé suivant l'axe x .

(1) Après la rédaction de notre Thèse, M. le professeur A. Cotton a bien voulu nous signaler que la même méthode a été déjà utilisée en 1906 par lui-même, en collaboration avec M. H. Mouton, pour l'étude ultramicroscopique du transport électrique dans des solutions colloïdales (82).

Les auteurs ont indiqué que, dans un champ alternatif sinusoïdal d'intensité efficace h , et de fréquence N , une particule de mobilité k oscille entre deux positions extrêmes, distantes de :

$$l = \frac{hk\sqrt{2}}{\pi N}.$$

Nous sommes très heureux de constater l'accord entre les deux équations respectives. Notre formule étant

$$l = \frac{h_0 k T}{\pi}$$

devient identique à l'équation de M. Cotton, puisque $h_0 = h\sqrt{2}$ et $T = 1/N$.

L'équation du mouvement de cette particule peut s'écrire :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} = qh_0 \sin(\omega t) \quad (1)$$

si R est le coefficient de résistance au mouvement supposé proportionnel à la vitesse.

Les autres actions (pesanteur, etc.) étant supposées négligeables devant celle du champ, le mouvement a lieu suivant l'axe de x .

La résolution de l'équation (1) donne pour la variation de l'abscisse x en fonction du temps :

a) un régime transitoire s'amortissant rapidement ;

b) un régime permanent qui seul nous intéresse.

Pour ce dernier, posons :

$$x = X_0 \sin(\omega t + \delta) \quad (2)$$

ou sous forme imaginaire :

$$x = X_0 e^{\delta j} \quad (3)$$

On en déduit :

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \omega j X_0 e^{\delta j} \\ \frac{d^2x}{dt^2} &= -\omega^2 X_0 e^{\delta j} \end{aligned}$$

et en reportant dans (1) :

$$-m\omega^2 X_0 e^{\delta j} + jR\omega X_0 e^{\delta j} = qh_0 \quad (4)$$

D'où enfin :

$$X_0 \sqrt{R^2 \omega^2 + \omega^4 m^2} e^{\delta j} = qh_0$$

avec :

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{R}{\omega m}.$$

Il en résulte les valeurs cherchées :

$$X_0 = \frac{qh_0}{\sqrt{\omega^2 R^2 + \omega^4 m^2}}.$$

Le mouvement de la particule, après un temps suffisant pour que le régime transitoire puisse être négligé, est donc régi par la loi :

$$x = \frac{qh_0}{\omega \sqrt{R^2 + \omega^2 m^2}} \sin(\omega t + \delta). \quad (5)$$

Autrement dit, la particule doit exécuter un mouvement vibratoire rectiligne de pulsation ω et d'amplitude :

$$\frac{qh_0}{\omega \sqrt{R^2 + \omega^2 m^2}}.$$

Relions maintenant les coefficients utilisés ici à la mobilité telle qu'elle est habituellement définie.

Si la particule est soumise à l'action d'un champ continu et uniforme, l'équation du mouvement devient :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} = qh \quad (6)$$

c'est-à-dire qu'il apparaît : un régime transitoire à vitesse variable suivi d'un régime permanent pour lequel la vitesse est constante :

$$\frac{dx}{dt} = \frac{q}{R} h. \quad (7)$$

On appelle ordinairement mobilité k le coefficient de proportionnalité de la vitesse au champ en régime permanent en sorte que :

$$k = \frac{q}{R}. \quad (8)$$

Dans nos expériences, la masse m est de l'ordre de 10^{-14} gm. (p. 51), la pulsation $\omega = 300$ et le terme $m^2 \omega^2$ est de l'ordre de 10^{-23} .

Quant à $R = \frac{q}{k}$ il est de l'ordre de 10^{-7} en sorte que :

$$\omega^2 m^2 \ll R^2.$$

On peut donc avec une excellente approximation écrire :

$$X_0 = \frac{qh_0}{\omega R} = \frac{kh_0}{\omega}. \quad (9)$$

L'examen ultramicroscopique montrera le trajet des particules chargées sous la forme d'un élément de droite de longueur :

$$l = 2X_0 = 2 \frac{kh_0}{\omega}$$

ou en appelant T la période correspondante au champ :

$$l = \frac{kh_0 T}{\pi} \quad (10)$$

ou encore :

$$k = \frac{l\pi}{h_0 T} \quad (1).$$

Connaissant h_0 et T , la mesure de l permet d'atteindre la mobilité k . Celle-ci étant faible, on aura intérêt à choisir h_0 aussi grand que possible et à utiliser un champ de basse fréquence.

3. Dispositif expérimental. — Les particules sont produites par la combustion lente d'un parfum chinois spécialement choisi et la fumée est recueillie dans une cuve parallélépipédique en verre dont deux faces opposées sont constituées par des plaques métalliques.

La cuve utilisée a une section de 2 cm. $\times$ 1 cm. et une hauteur de 1 cm., elle est soigneusement lutée après remplissage.

Un transformateur permet d'appliquer entre les faces

(1) Si on suppose que l'inertie de la particule soit négligeable, on arrive au même résultat avec un calcul très simple (54). Soit $h = h_0 \sin 2\pi(t/T)$ le champ électrique.

La vitesse d'un gros ion est donnée par la relation

$$\frac{dx}{dt} = kh = kh_0 \sin 2\pi(t/T).$$

La longueur de la trajectoire rectiligne décrite par le gros ion sous l'influence du champ alternatif est donc

$$l = kh_0 \int_0^{T/2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} \right) dt = \frac{kh_0 T}{\pi}$$

d'où :

$$k = \frac{\pi l}{h_0 T}.$$

métalliques une tension alternative élevée qui crée entre elles un champ sensiblement homogène, au moins dans la région centrale de la cuve. Le primaire du transformateur est alimenté en courant à 50 périodes par seconde.

La cuve est disposée sur un banc d'optique et éclairée à l'aide d'une lampe à arc de manière que les rayons lumineux convergent en un foyer situé sur le plan médian, l'axe du faisceau étant d'autre part, parallèle aux deux faces métalliques.

Devant l'arc S se trouve une première lentille L donnant un faisceau parallèle. Ce dernier traverse une première cuve contenant de l'eau et destinée au refroidissement puis une seconde cuve remplie d'une solution de sulfate de cuivre utilisée comme filtre.

Une seconde lentille C transforme le faisceau parallèle en

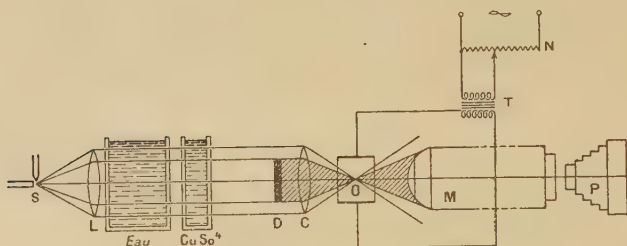


Fig. 19.

un faisceau convergent dont le foyer est situé au centre de la cuve O qui contient la fumée.

En avant de la lentille C, on a disposé un diaphragme circulaire D, qui occulte les rayons centraux de façon que seule la lumière diffusée par les particules en suspension puisse être recueillie au delà de la cuve O où se trouvent le microscope M et la chambre photographique P.

L'objectif du microscope doit avoir une ouverture telle

qu'il soit tout entier dans le cône d'ombre produit par le diaphragme D.

Il ne reçoit par suite que la lumière diffusée par les particules (dispositif à champ noir).

L'image étant mise au point sur l'écran de la chambre photographique, on voit nettement les particules en suspen-

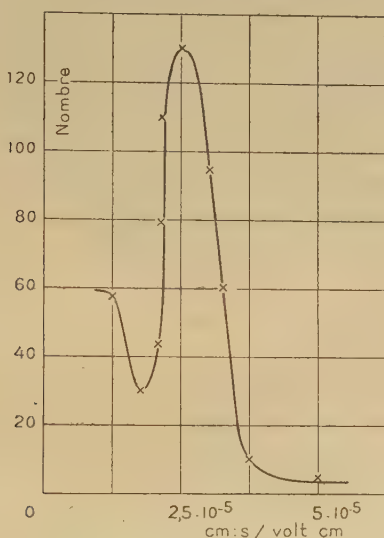


Fig. 20.

sion soumises à un mouvement désordonné d'agitation thermique (mouvement brownien).

Si la tension est appliquée aux bornes du transformateur T, on voit immédiatement un certain nombre de particules entrer en mouvement et décrire des éléments de droite, tandis que d'autres continuent à participer seulement au mouvement brownien (ce sont les particules neutres).

La photographie montre l'aspect du phénomène (A, B). Elle est prise en faisant la mise au point, sur le plan médian de la cuve et on y distingue nettement des particules neutres

tandis que les traits sont les trajectoires suivies par les ions sous l'influence du champ.

Il suffit de faire un grand nombre de clichés analogues et de mesurer, au spectrophotomètre, par exemple, la longueur d'un très grand nombre de trajectoires pour pouvoir tracer une courbe de répartition des mobilités.

4. Résultats expérimentaux. — Tenant compte du grossissement du dispositif optique et de la relation $k = \frac{\pi l}{h_0 T}$, on a pu ainsi tracer la courbe de répartition des mobilités (fig. 20).

Le champ électrique utilisé et qui peut être réglé par le potentiomètre N était de 4 250 volts par centimètre.

La courbe montre l'existence d'une valeur la plus probable de la mobilité voisine de $\frac{3,6}{\sqrt{2}} \cdot 10^{-5}$, soit $2,5 \cdot 10^{-5}$ cm. par seconde par volt/cm.

5. Répartition de la grosseur des particules. — Nous avons signalé (p. 55) qu'il est possible de relier la mobilité au rayon des particules ionisées en utilisant une formule dérivée de celle de Stokes :

$$r = \frac{1 + \sqrt{1 + 7,5 \cdot 10^4 k}}{4,3 \cdot 10^9 k}$$

où r est le rayon des particules et k la mobilité.

On pourra ainsi tracer une courbe de répartition des rayons, déduite de celle des mobilités.

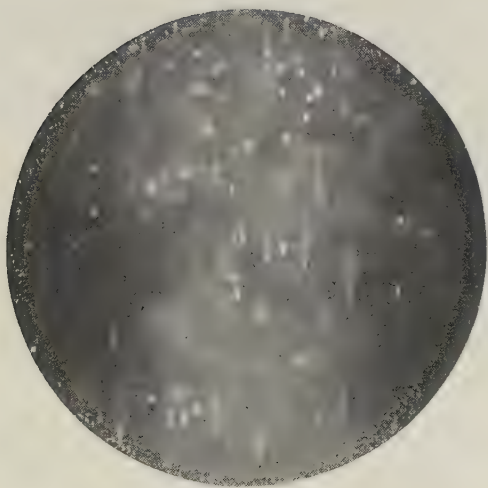
On trouve ainsi que dans nos mesures le rayon le plus probable est voisin de $2,5 \cdot 10^{-5}$ cm.

6. Remarque. — Ce résultat montre que dans le cas des gros ions qui prennent naissance dans les fumées comme dans le cas des gros ions atmosphériques, il existe un rayon privilégié plus probable que tous les autres.

L'explication doit très probablement être cherchée égale-



A



B

Fig. 21.

ment dans l'existence d'un rayon d'équilibre résultat de l'influence de la charge sur le phénomène de condensation qui donne naissance aux gros ions.

La théorie thermodynamique proposée par P. Langevin dans le cas des ions atmosphériques doit s'appliquer ici, mais une vérification quantitative ne pourrait être tentée qu'après une détermination précise des constituants que renferment les produits de la combustion.

CONCLUSIONS

En résumé, nous avons été amenés, par les recherches qui viennent d'être exposées, à formuler les conclusions suivantes :

Quand un régime d'équilibre s'établit entre gros ions et petits ions dans un gaz qui contient à la fois des particules neutres et des petits ions, les faits suivants sont expérimentalement établis :

Une fraction déterminée des particules neutres est transformée en gros ions de chaque signe; cette fraction, qui dépend de la grosseur des particules, est indépendante de la concentration des petits ions quand celle-ci est assez grande.

Le nombre des gros ions négatifs est toujours supérieur au nombre des gros ions positifs quelle que soit la grosseur des particules, et le nombre des gros ions est indépendant de la présence dans le gaz de particules antérieurement chargées.

Pour évaluer le nombre des particules en suspension, nous avons établi une méthode de numération ; pour déterminer la grosseur des particules en suspension, nous avons pu donner une méthode d'approximation ; enfin, pour déterminer la mobilité des gros ions, nous avons indiqué une méthode utilisant un champ électrique alternatif.

Nous avons pu mesurer pour la première fois, le coefficient de formation des gros ions en fonction de la grosseur des particules en suspension.

Une théorie nouvelle due à P. Langevin, rend compte

approximativement du coefficient de formation des gros ions. Une application de cette théorie aux gros ions atmosphériques permet d'expliquer la diversité des résultats donnés par différents auteurs. Une comparaison de cette théorie avec d'autres hypothèses contemporaines permet de croire que cette théorie est celle qui représente le mieux les faits concernant l'équilibre entre petits ions, gros ions, et particules neutres.

Dans l'ensemble, nous avons constaté que la théorie de P. Langevin sur les gros ions est en accord général avec l'expérience.

BIBLIOGRAPHIE

1. ADDINGLEY (C.-G.). — *Trans. Faraday Soc.*, **32** (1936), 1098.
2. AITKEN (J.). — *Trans. R. Soc. Edimburg*, **30** (1881), 337.
3. AITKEN (J.). — *Collected Scientific papers*, Cambridge (1923), 207 et 236.
4. ANDRADE (C.). — *Proc. Roy. Soc.*, (A), **134** (1932), 445.
5. BARUS (C.). — *Phil. Mag.*, **12** (1906), 164.
6. BLACKWOOD. — *Phy. Rev.*, **15** (1920), 544 ; **16** (1920), 85 et 101.
7. BLOCH (E.). — *Ann. Chim. Phys.*, **4** (1905), 25.
8. BOUTARIC. — *Thèses* (Paris, 1918), 71.
9. O'BROLCHAIN (C.). — *Beitr. Geophysik*, **38** (1933), 4-15.
10. CHAUVEAU (A.-B.). — *Radium*, **9** (1912), 85 et 161.
11. CHAPMAN. — *Phys. Rev.*, **52** (1937), 184.
12. COULIER. — *J. Pharmacie et de Chimie*, **22** (1879), 165.
13. DE BROGLIE (M.). — *Radium*, **6** (1909), 203.
14. DE BROGLIE (M.). — *Radium*, **6** (1909), 209.
15. DE BROGLIE (M.). — *C. R.*, **148** (1909), 1315.
16. ERIKSON. — *Phys. Rev.*, **24** (1924), 502.
17. GAGGE (A.-P.) et MORIYAMA (I.-M.). — *Terr. Mag.*, **40** (1935), 295-306.
18. GISH (O.-H.) et SHERMAN (K.-L.). — Rapport au congrès « International Association of Terrestrial Magnetism and Electricity » Washington Assembly, sept. 1939.
19. GOCKEL (A.). — *Neue Deukschr. Schweiz. Naturf. Ges.*, **54** (1917), 1-75.
20. GREEN (H.-L.). — *Trans. Faraday Soc.*, **32** (1936), 1098.
21. HESS (V.-F.). — *Wien Sitz. Ber. Ak. Wiss.*, [II a], **136** (1927), 603-643.
22. HESS (V.-F.). — *Wien. Sitz. Ber.* [IIa], **138** (1929), 169-221.
23. HOGG (A.-R.). — *Beitr. Geophysik*, **41** (1934), 32-55.
24. HOGG (A.-R.). — *Beitr. Geophysik*, **41** (1934), 1-31.
25. ISRAEL (H.). — *Beitr. Geophysik*, **23** (1933), 407-425.
26. ISRAEL (H.). — *Beitr. Geophysik*, **26** (1930), 283-313.
27. ISRAEL (H.). — *Beitr. Geophysik*, **34** (1931), 164-193.
28. ISRAEL (H.). — *Beitr. Geophysik*, **40** (1933), 29-43.
29. KAHLER (K.). — Berlin, *Reichsamt Wetterdienst Wiss.*, **1** (1935), 38.
30. LANGEVIN (P.). — *C. R.*, **134** (1902), 414 et 533.

31. LANGEVIN (P.) et MOULIN (M.). — *Radium*, (1907), 218.
32. LANGEVIN (P.). — *C. R.*, **146** (1908), 530.
33. LANGEVIN (P.). — *Bull. Soc. franç. Phys.*, **4** (1904), 67.
34. LANGEVIN (P.). — *C. R.*, **140** (1905), 232.
35. LAPORTE. — *Ann. de Phys.*, **8** (1927), 466.
36. LECKIE (A.-J.). — *Beitr. Geophysik*, **52** (1938), 280-333.
37. MAC CLELLAND (J.-A.) et KENNEDY (H.). — *Radium*, **10** (1913), 392.
38. MAC CLELLAND (J.-A.) et KENNEDY (H.). — *Proc. Roy. Irish Acad.*, **30** (1912), 72-91.
39. MAC LAUGHLIN (J.). — *C. R.*, **184** (1927), 1183.
40. MAURAIN (Ch.) et SALLES (E.). — *C. R.*, **188** (1929), 723.
41. NADJAKOFF (G.). — *C. R.*, **204** (1937), 1236.
42. NOLAN (J.-J.). — *Proc. Roy. Irish Acad.*, **35** (1920), 38.
43. NOLAN (J.-J.), BOYLAN et DE SACHY. — *Proc. Roy. Irish Acad.*, (A), **37** (1925), 1-12.
44. NOLAN (J.-J.) et DE SACHY (G.-P.). — *Proc. Roy. Irish Acad.*, (A), **37** (1927), 71-94.
45. NOLAN (J.-J.) et NOLAN (P.-J.). — *Proc. Roy. Irish Acad.*, (A), **40** (1931), 11-59.
46. NOLAN (J.-J.) et NOLAN (P.-J.). — *Proc. Roy. Irish Acad.*, (A), **41** (1933), 111-128.
47. NOLAN (J.-J.) et ENRIGHT (C.-J.). — *Proc. Roy. Irish Acad.*, (A), **36** (1923), 93-114.
48. NOLAN (J.-J.) et O'BROLCHAIN (C.). — *Proc. Roy. Irish Acad.*, (A), **38** (1929), 40-48.
49. OTT (L.-H.) et FICKLEN (J.-B.). — *Rev. Sc. Inst.*, **6** (1935), 4 ; *J. Industrial Hygiene*, **17** (1935), 4.
50. OUANG (T.-T.). — *C. R.*, **203** (1936), 855.
51. OUANG (T.-T.). — *C. R.*, **204** (1937), 852.
52. OUANG (T.-T.) et LANGEVIN (A.). — *C. R.*, **204** (1937), 1049.
53. OUANG (T.-T.) et MOULIN (A.-M.). — *C. R.*, **205** (1938), 1464.
54. OUANG (T.-T.). — *C. R.*, **206** (1938), 239.
55. OUANG (T.-T.) et LE BOITEUX. — *J. de Phys.*, **11** (1938), 1288.
56. OUANG (T.-T.). — *C. R.*, **208** (1939), 271.
57. OUANG (T.-T.) et LE BOITEUX (H.). — *C. R.*, **209** (1939), 1288.
- 57 (a). OUANG (T.-T.) et THELLIER (O.). — *C. R.*, **211** (1940), 799.
58. OWEN (J.-S.). — *Proc. Roy. Soc.*, (A), **101** (1922), 18.
59. PATTERSON (H.-S.) et CAWOOD (W.). — *Trans. Faraday Soc.*, **32** (1936), 1087.
60. POLLOCK (J.-A.). — *Radium*, **6** (1909), 129 ; *Proc. Roy. Soc.*, (A), (1909), 61 et 198.
61. SCHACHL (P.-F.). — *Beitr. Geophysik*, **38** (1933), 202-219.
62. SCHOLZ (J.). — *Beitr. Geophysik*, **44** (1935), 306-320.
63. SCHOLZ (J.). — *Zs. Instrumentenk.*, **51** (1931), 505-522.
64. SCHOLZ (J.). — *Beitr. Geophysik*, **40** (1933), 61-74.

65. SCHLENCK (W.). — *Wien. Sitz. Ber. Ak. Wiss.*, [II a], **133** (1924), 29-33.
 66. SHEPPARD (P.-A.). — *British Polar Year Expedition*. Fort Rae. N. W. Canada 1932-33 ; **1** (1937), 309-333.
 67. SCHWEIDLER (E.). — *Wien. Sitz. Ber.* [II a], **127** (1918), 953-961 ; **128** (1919), 947-953 ; **133** (1924), 23-27.
 68. SCRASE (F.-J.). — *Met. Office Geophys. Mem. London*, **64** (1935), 1-15.
 69. STORM, LEEUWEN (W.), VAN NIEKERK et BOOIJ (J.). — *Beitr. Geophysik.*, **38** (1933), 407-425.
 70. THELLIER (O.). — *C. R.*, **200** (1935), 1124.
 71. THOMSON (J.-J.). — *Conduction of Electricity in gases* (3rd ed.), (1928), 189.
 72. TORRESON (O.-W.) et WAIT (G.-R.). — *Terr. Mag.*, **39** (1934), 47-64.
 73. TYNDALL et GRINDLY. — *Proc. Roy. Soc.*, (A), **110** (1926), 341.
 74. WAIT (G.-R.). — *Phys. Rev.* (2), **51** (1937), 1025.
 75. WAIT (G.-R.). — *Terr. Mag.*, **40** (1935), 209-214.
 76. WAIT (G.-R.) et TORRESON (O.-W.). — *Congrès Intern. Electr.* (Paris, 1932), p. 10.
 77. WELLS (P.-V.) et GERKE (R.-H.). — *J. Amer. Chim. Soc.*, **41** (1919), 32.
 78. WEISS (R.) et STEINMAURER (R.). — *Beit. Geophysik.*, **50** (1937), 238-251.
 79. WHIPPLE (F.-J.-W.). — *Proc. Phys. Soc.*, **45** (1933), 367-380.
 80. WHYTLAW-GRAY (R.), CAWOOD (W.) et PATTERSON (H.-S.). — *Trans. Faraday Soc.*, **32** (1936), 1055.
 81. COTTON (A.) et MOUTON (H.). — *Les ultramicroscopes et les objets ultramicroscopiques* (1906), Masson, Paris.
 82. COTTON (A.) et MOUTON (H.). — *J. Chimie Phys.*, **4** (1906), 365-385.
 83. PAUTHENIER (M.) et MORREAU-HANOT (M.). — *J. de Phys.*, **3** (1932), 590-613.
 84. WRIGHT. — *Proc. Phys. Soc.*, **48** (1936), 675-689.
 85. PAUTHENIER (M.) et BRUN (E.). — *C. R.*, **211** (1940), 295.
-

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Spectrographie de masse.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 24 Octobre 1940.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

C. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

G. ROUSSY.

